

# Neuartige Konzepte zur Detektion und Kontrolle der Carrier-Envelope Phasendrift ultrakurzer Laserimpulse

## DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)  
im Fach Physik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Humboldt-Universität zu Berlin

von  
Dipl.-Phys. Christian Grebing  
geboren am 20.02.1981 in Leinefelde

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:  
Prof. Dr. Christoph Marksches

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:  
Prof. Dr. Lutz-Helmut Schön

Gutachter:

1. Prof. Dr. Thomas Elsässer
2. Prof. Dr. Oliver Benson
3. Prof. Dr. Franz X. Kärtner

Tag der mündlichen Prüfung: 16.03.2010



## Abstract

This work discusses the carrier-envelope phase drift of mode-locked lasers as well as techniques for its active and passive stabilization. In order to reveal the physical origin of the drift, the investigations focus on the analysis of residual phase noise, which is investigated in several measurement arrangements. From this analysis, potential improvements are developed.

For this purpose, in a first experimental approach, different interferometer configurations for CEP drift detection of Ti:sapphire oscillators are compared. The analysis permits the evaluation of spurious noise generated in the analyzing interferometer itself, which limits the measurement uncertainty. Comparative studies clearly reveal the superiority of compact interferometer set-ups in terms of noise.

In a second series of experiments, a simple assembly is introduced for the direct extraction of the phase from spectral interference patterns. Other than previous approaches, this method does not require any kind of digital signal processing. The method is demonstrated with single-shot measurements and utilized for stabilization of the CEP drift of an amplifier system, thereby enabling monitoring of additional noise contributions during the amplification process for the first time.

Moreover, a concept for orthogonal control of the CEP drift by a specially designed compensator assembly is discussed. This assembly consists of two thin wedge prisms made from different optical materials. Being shifted as a whole the assembly allows changing the phase delay with no influence on either the group delay or its dispersion. By choosing an appropriate material combination both dispersive side effects are eliminated synchronously.

Furthermore, a linear method is presented that provides access to the CEP drift of ps-oscillators for the first time. As octave spanning input spectra are a prerequisite for traditional  $\nu$ - $2\nu$  interferometry this method is effectively limited to few cycle pulses. The newly introduced much more general linear approach relies on resolving the spectral interference of subsequent pulses from a pulse train, which are superimposed utilizing a ring resonator. The concept is confirmed by monitoring the CEP drift independently employing a classical  $\nu$ - $2\nu$  interferometer.

Finally, a technique is proposed and demonstrated that generates a pulse train consisting of single pulses with identical field structure. In contrast to earlier approaches, the heterodyne signal is directly fed forward to the external feedback element, replacing the classical servo loop. Therefore, bandwidth limitations of the servo loop are eliminated. Since the feedback element and the laser oscillator are decoupled, the laser performance is not corrupted by any side effects from the feedback.

**Keywords:**

Nonlinear optics, Few cycle optics, Interferometry, Mode-locked lasers

## Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Carrier-Envelope Phasendrift modengekoppelter Laser sowie Maßnahmen zu deren aktiver und passiver Stabilisierung. Das restliche Phasenrauschen wird in verschiedenen Messaufbauten im Hinblick auf physikalische Ursachen und mögliche Optimierungen untersucht.

Dazu werden einführend verschiedene Interferometeranordnungen zur Messung der CEP Drift von Ti:Saphir Oszillatoren systematisch verglichen. Die Analyseeinheit bewertet das Eigenrauschen der verwendeten Interferometerkonfigurationen, welches die Unsicherheit der Messgröße bestimmt. In einem Vergleichsexperiment wird die Überlegenheit kompakter Interferometeraufbauten demonstriert.

Zusätzlich wird eine einfache Anordnung vorgestellt, welche erstmalig die Bestimmung der Phase eines spektralen Interferenzmusters ohne digitale Verarbeitung erlaubt. Das Verfahren wird zur Analyse der CEP Drift von Verstärkerimpulsen verwendet und ermöglicht die Messung und Rückkopplung der CEP Drift auf Einzelschussebene. Hiermit werden Rauschbeiträge, die dem stabilisierten Oszillatorimpulszug durch den Verstärkungsprozess hinzugefügt werden, aufgedeckt.

Ergänzend wird ein Konzept zur orthogonalen Kontrolle der CEP Drift mithilfe einer speziellen Kompensatoreinheit diskutiert. Der Kompensator besteht aus zwei Keilprismen, hergestellt aus unterschiedlichen optischen Materialien, die als Einheit verschoben werden. Die Anordnung ermöglicht die Änderung der Phasenlaufzeit ohne Einfluss auf entweder die Gruppenlaufzeit oder deren Dispersion. Durch geeignete Wahl der Materialien werden Effekte auf beide Dispersionsordnungen gleichzeitig eliminiert.

Darüber hinaus wird ebenfalls erstmalig ein lineares Messverfahren demonstriert, das die CEP Drift auch für ps-Oszillatoren erschließt. Da die Anwendung eines  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers oktavenbreite Eingangsspektren voraussetzt, ist diese nichtlineare Methode auf Impulse mit wenigen optischen Zyklen beschränkt. Zur linearen Detektion wird die spektrale Interferenz aufeinander folgender Impulse eines Impulszuges aufgelöst, die mit einem Ringresonator überlagert werden. Die Funktionsweise wird anhand eines klassischen  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers bestätigt.

Abschließend wird ein Verfahren präsentiert, das einen Impulszug generiert, dessen Einzelimpulse eine identische Feldstruktur aufweisen. Dazu wird im Gegensatz zu früheren Ansätzen das Messsignal direkt an ein externes Rückstellelement übergeben ohne eine zusätzliche Regelschleife zu benötigen. Auf diese Weise können Bandbreitenprobleme der Regelschleife vermieden werden. Da Rückstellelement und Laser voneinander getrennt sind, bleibt der Laser in seinem Betrieb ungestört. Die Leistungsfähigkeit dieses direkten Verfahrens wird experimentell demonstriert.

**Schlagwörter:**

Nichtlineare Optik, Kurzzeitphysik, Interferometrie, Modengekoppelte Laser

Für meine Eltern Gerhard und Beatrix Grebing...

...in Erinnerung an Stefanie Hennecke.

★11.01.1983

†13.01.2010

# Inhaltsverzeichnis

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>vi</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1 Ultrakurze Laserimpulse . . . . .	3
2.1.1 Mathematische Beschreibung . . . . .	3
2.1.2 Lineare Impulsausbreitung in dispersiven Medien . . . . .	5
2.2 Modengekoppelte Laser . . . . .	7
2.3 CE Phasendrift in modengekoppelten Lasern . . . . .	9
2.4 Messverfahren . . . . .	12
2.4.1 $\nu$ - $2\nu$ Interferometrie . . . . .	13
2.5 Impulse mit oktavenbreiten Spektren . . . . .	19
2.5.1 Weißlichterzeugung in photonischen Kristallfasern . . . . .	19
2.5.2 Kohärenzeigenschaften des Weißlichtes . . . . .	21
2.6 Stabilisierung der CEP Drift . . . . .	23
2.6.1 Kontrolle der CEP Drift . . . . .	23
2.6.2 Rückkopplung . . . . .	25
2.6.3 Phasenrauschen und Rauschdichten . . . . .	26
2.6.4 In-Loop und out-of-Loop Charakterisierung . . . . .	28
<b>3 Charakterisierung von Detektionssystemen</b>	<b>31</b>
3.1 Rauschenanfälligkeit verschiedener Interferometertopologien . . . . .	31
3.1.1 Die Quasi Common Path Interferometerkonfiguration . . . . .	33
3.1.2 Performancevergleich . . . . .	33
3.2 Detektionsrauschen und Bandbreitenbegrenzung . . . . .	38
3.2.1 Messung der CEP Drift mit Einzelschussauflösung . . . . .	40
3.2.2 Performancevergleich . . . . .	42
3.2.3 Grenzen des analog-elektronischen Messverfahrens . . . . .	45
3.3 Orthogonale Kontrolle der CEP Drift . . . . .	47
3.3.1 Bewertung der Orthogonalität . . . . .	49



3.3.2	Isochronische und isodispersive Keilpaare . . . . .	49
3.3.3	Experimente . . . . .	55
3.4	Zusammenfassende Bemerkungen . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Weiterführende Konzepte</b>	<b>61</b>
4.1	Ein lineares Verfahren zur Messung der CEP Drift . . . . .	61
4.1.1	Spektral und räumlich aufgelöste Interferometrie . . . .	63
4.1.2	SSRI mit resonantem Ring . . . . .	64
4.1.3	Experimente . . . . .	67
4.1.4	Perspektive . . . . .	69
4.1.5	Grenzen des Verfahrens . . . . .	71
4.2	Selbstreferenzierung optischer Frequenzkämme . . . . .	72
4.2.1	Schwächen des Heterodyn-Verfahrens . . . . .	72
4.2.2	Akustooptische Selbstreferenzierung . . . . .	73
4.2.3	Verschieben von Frequenzkämmen . . . . .	76
4.2.4	Selbstreferenzierter Betrieb . . . . .	77
4.2.5	Grenzen des Verfahrens . . . . .	79
4.3	Zusammenfassende Bemerkungen . . . . .	80
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>83</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>85</b>
	<b>Publikationen</b>	<b>95</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>97</b>
	<b>Selbstständigkeitserklärung</b>	<b>99</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Das fundamentale Problem, dass sich Trägerwelle und Impulseinhüllende entlang eines modengekoppelten Laserimpulszuges weitgehend unabhängig voneinander entwickeln, wurde bereits in der Dissertation von Eckstein 1978 [1] theoretisch vorhergesagt. Dennoch wurde erst ca. 20 Jahre später von Xu *et al.* ein erstes Experiment realisiert, das diese Schwankungen experimentell demonstrierte. Dazu führten die Autoren eine Kreuzkorrelation aufeinander folgender Impulse eines modengekoppelten Impulszuges durch und konnten zeigen, dass die Phase des Kreuzkorrelationsmusters von der Änderung der Phase zwischen dem Maximum der Einhüllenden und dem nächsten Maximum der Trägerwelle von Impuls zu Impuls abhängt [2]. Diese Phasenänderung von Schuss zu Schuss wird als Carrier-Envelope Phasendrift (CEP Drift) bezeichnet. Jedoch ist das Kreuzkorrelationsverfahren prinzipiell nicht geeignet, um die Trägerwelle phasenstarr an die Einhüllende zu koppeln und so das Problem zu beseitigen. Ein erstes phasenkohärentes Kopplungskonzept, das auf einem Heterodyn-Verfahren beruht, wurde 1999 von Telle *et al.* [3] vorgeschlagen und 2000 von Jones *et al.* experimentell demonstriert [4].

Diese als  $\nu$ - $2\nu$  Interferometrie etablierte Methode ermöglichte unlängst die Entwicklung neuer Bereiche der Optik. Zum Einen erlauben CEP-Drift-stabilisierte Laser die Vermessung von optischen Frequenzen mit außerordentlicher Präzision [5]. Der Fortschritt auf diesem Gebiet reicht mittlerweile so weit, dass die zeitliche Stabilität der Feinstrukturkonstante in Labormessungen überprüft werden soll [6]. Zum Anderen lässt die präzise Kontrolle der elektrischen Feldstruktur die Modifikation der Eigenschaften höherer harmonischer Strahlung und somit die Erzeugung isolierter Attosekundenimpulse zu [7]. Inzwischen wurden Impulsdauern von 80 as demonstriert [8], was etwa 50-mal kürzer als der Rekord für Impulse im infraroten Spektralbereich ist [9], die bis zur Entwicklung der Attosekudentechnologie die kürzesten

von Menschen kontrollierbaren Ereignisse darstellten.

Derzeit sind allerdings nur CEP-Drift-stabilisierte Lasersysteme kommerziell verfügbar, die auf Ti:Saphir und Er:Faser [10] Lasern beruhen. Diese zeigen, zumindest bei Verstärkersystemen, Schwankungen der CEP Drift im Bereich einiger hundert Milliradian, was letztlich einer zeitlichen Unschärfe von etwa 100 as entspricht. Die Ursachen für diese restlichen Schwankungen sind noch weitestgehend unklar und müssen daher erforscht werden, um weitere Verbesserungen, z.B. bei der Attosekundenerzeugung, zu entwickeln.

Als mögliche Ursachen für die Unstimmigkeiten während der CEP-Drift-Stabilisierung wurden parasitäre Phasenrauschbeiträge genannt, die beispielsweise bei der spektralen Verbreiterung in der MSF oder bei der Frequenzverdopplung im  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer oder sogar vom Interferometer selbst erzeugt werden können. Weitere störende Rauschbeiträge stammen von der begrenzten Regelbandbreite des Rückkopplungselements der Stabilisierungsschleife, welches gemeinhin die resonatorinterne Spitzenleistung durch Variation der Oszillatorpumpleistung moduliert. Darüber hinaus korrumpiert dieser Eingriff in den Laser dessen Performance. Außerdem können mit dem für Verstärkerimpulse angepassten  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer keine Einzelschussinformationen über die Ursachen des CEP Rauschens ermittelt werden, da dieses Verfahren im Allgemeinen über mehrere Laserschüsse integriert.

Diese Arbeit stellt mehrere erweiterte Konzepte zur Charakterisierung und Stabilisierung der CEP Drift modengekoppelter Laser vor, um eine verlässlichere Kontrolle der elektrischen Feldstruktur zu ermöglichen. Dazu werden verschiedene  $\nu$ - $2\nu$  Interferometerkonfigurationen hinsichtlich ihrer Rauschanfälligkeit verglichen. Weiterhin wird ein neuartiges Detektionsverfahren demonstriert, das erstmalig die Detektion und Rückkopplung der CEP Drift von Verstärkersystemen mit Einzelschussauflösung erreicht.

Um den Parameter der CEP Drift einer größeren Gruppe von Lasern zugänglich zu machen, wird im Rahmen dieser Arbeit ein ebenfalls neues lineares Detektionsverfahren der CEP Drift für Oszillatoren vorgeschlagen und demonstriert. Da diese Methode nur auf linearer Wechselwirkung beruht, ermöglicht es die Charakterisierung der CEP Drift von modengekoppelten Oszillatoren mit nahezu beliebiger spektraler Bandbreite und Impulsenergie. Abschließend wird erstmalig ein direktes Selbstreferenzierungsverfahren präsentiert, das die Verschiebung der CEP Driftrate des Impulszuges zu einer frei wählbaren Frequenz inklusive der Null erlaubt. Das Verfahren basiert auf der Verwendung eines externen akustooptischen Frequenzschieber und ist in der Lage, die Nachteile des klassischen Rückkopplungskonzepts zu überwinden.

# Kapitel 2

## Grundlagen

### 2.1 Ultrakurze Laserimpulse

#### 2.1.1 Mathematische Beschreibung

Die Beschreibung des elektrischen Feldes ( $\vec{E}$ ) und der magnetischen Induktion ( $\vec{B}$ ) ist durch die vier Maxwellgleichungen gegeben (in SI Einheiten) [11]:

$$\nabla \vec{D} = \rho \quad (2.1)$$

$$\nabla \vec{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

wobei  $\rho$  die Ladungsträgerdichte,  $\vec{J}$  die Stromdichte,  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$  die dielektrische Verschiebung in einem Medium der Polarisierbarkeit  $\vec{P}$ ,  $\vec{H} = \vec{B}/\mu_0 - \vec{M}$  die magnetische Feldstärke in einem Material der Magnetisierung  $\vec{M}$  und  $\epsilon_0$  bzw.  $\mu_0$  die dielektrische bzw. die magnetische Leitfähigkeit des Vakuums ist. Aus Gl. (2.4) lassen sich für ein isotropes Medium mithilfe der Materialgleichungen ( $\vec{D} = \epsilon \vec{E}$  und  $\vec{B} = \mu \vec{H}$ , wobei  $\epsilon$  bzw.  $\mu$  die relative dielektrische bzw. magnetische Leitfähigkeit ist) und in Abwesenheit von Strömen und freien Ladungen ( $\vec{J} = \rho = 0$ ) die elektrische und magnetische Wellengleichung ableiten

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon \mu \ddot{\vec{E}} = 0 \quad (2.5)$$

$$\nabla^2 \vec{H} - \epsilon \mu \ddot{\vec{H}} = 0, \quad (2.6)$$

indes die Ausbreitungsgeschwindigkeit durch  $v = \sqrt{1/(\epsilon \cdot \mu)}$  gegeben ist. Laserimpulse stellen eine mögliche Lösung dieser Wellengleichung dar. Eine vollständige Darstellung eines Impulses ist die Beschreibung des elektrischen Feldes als Funktion von Zeit und Raum  $\vec{E}(t, \vec{x})$ . Für linear polarisiertes Licht vereinfacht sich der volle dreidimensionale Ansatz zu einer skalaren Beschreibung entlang einer räumlichen Ausbreitungsrichtung  $z$ . Für elliptisch polarisiertes Licht können die einzelnen Komponenten unabhängig von einander betrachtet werden. Das elektrische Feld eines Laserimpulses lässt sich als Überlagerung von ebenen Wellen unterschiedlicher Frequenz mit fester Phasenbeziehung verstehen [12].

$$E(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(\omega, z) e^{-i\omega t} d\omega = FT \{E(\omega, z)\}. \quad (2.7)$$

Dabei ist  $\tilde{\mathcal{E}}(\omega, z) = |\tilde{\mathcal{E}}(\omega, z)| e^{i\varphi(\omega, z)} = \tilde{E}(\omega) e^{i\varphi(\omega, z)}$  die komplexe spektrale Amplitude der ebenen Welle mit der Frequenz  $\omega$ . Da  $E(t, z)$  eine reelle Größe ist, ist  $\tilde{\mathcal{E}}(\omega, z)$  selbstadjungiert<sup>1</sup> [13]. In der hier benutzten Konvention werden komplexe Größen mit kalligraphischen Symbolen gekennzeichnet. Fouriertransformierte Größen sind mit einer Tilde versehen. Die Integration über den positiven Frequenzbereich liefert die komplexe Feldamplitude

$$\mathcal{E}^+(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \tilde{\mathcal{E}}(\omega, z) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.8)$$

Das physikalische Impulsfeld beträgt dann  $E(t, z) = 2\text{Re}[\mathcal{E}^+(t, z)]$ . Entsprechend lässt sich ein einseitiges Spektrum definieren

$$\tilde{\mathcal{E}}^+(\omega, z) = \begin{cases} \tilde{\mathcal{E}} & , \omega \geq 0 \\ 0 & , \omega < 0, \end{cases} \quad (2.9)$$

so dass

$$\mathcal{E}^+(t, z) = FT \{ \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega, z) \} \quad (2.10)$$

gilt. In den meisten praktischen Fällen ist die spektrale Amplitude um eine Trägerfrequenz  $\omega_c$  zentriert und hat nur Beiträge innerhalb eines Frequenzintervalls  $\Delta\omega$ , das klein gegen  $\omega_c$  ist. Dies legt die Substitution  $\omega \rightarrow \omega_c + \Delta\omega$  nahe und ermöglicht die Einführung der Trägerfrequenz  $\omega_c$  auch in der Zeitdomäne

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^+(t, z) &= e^{-i\omega_c t} \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathcal{A}}(\Delta\omega, z) e^{i\Delta\omega t} d(\Delta\omega) \\ &= \mathcal{A}(t, z) e^{i\omega_c t} \\ &= A(t, z) e^{i\varphi(t, z)} e^{-i\omega_c t} \end{aligned} \quad (2.11)$$

---

<sup>1</sup>  $\tilde{\mathcal{E}}(\omega, z) = \tilde{\mathcal{E}}^*(-\omega, z)$

Hierbei ist  $\mathcal{A}(t, z)$  die Fouriertransformierte der um  $\omega_c$  verschobenen spektralen Amplitude  $\tilde{\mathcal{A}}(\Delta\omega, z) = \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega_c + \Delta\omega, z)$ .  $\varphi(t, z)$  und  $A(t, z)$  beschreiben die zeitliche Phase sowie die Einhüllende des elektrischen Feldes. Unter Annahme der Näherung  $\frac{\Delta\omega}{\omega_c} \ll 1$  lässt sich die lineare Ausbreitung des Impulses besonders einfach beschreiben. Diese Näherung erscheint unter der Bezeichnung *slowly varying envelope approximation* (SVEA) in der Literatur [14]. In der Zeitdomäne entspricht dies einer Einhüllenden, die sich nur langsam über die Dauer eines optischen Zyklus der Trägerfrequenz ändert

$$\left| \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial z} \right| \ll |k(\omega_c) \mathcal{A}|, \text{ bzw. } \left| \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} \right| \ll |\omega_c \mathcal{A}|, \quad (2.12)$$

wobei  $k$  die Wellenzahl ist. Diese Darstellung erlaubt die Beschreibung der Wellenausbreitung mithilfe einer vereinfachten Differentialgleichung für die Impulseinhüllende [14], die sich aus der Wellengleichung (2.6) ableiten lässt

$$\frac{\partial}{\partial z} \tilde{\mathcal{A}}(\Delta\omega, z) + i\Delta k \tilde{\mathcal{A}}(\Delta\omega, z) = 0. \quad (2.13)$$

Mit der Entwicklung von Laserquellen, die Impulsdauern von wenigen optischen Zyklen und spektrale Bandbreiten über einer Oktave erreichen können [15], wird die Gültigkeit der SVEA jedoch zunehmend fragwürdig. Im infraroten Wellenlängenbereich ist für einen  $\text{Sech}^2$ -Impuls mit einer Halbwertsbreite von 10 fs die rechte Seite von Gl. (2.12) etwa zehnmal größer als die linke Seite, so dass für kürzere Impulsdauern die bei der Herleitung von Gl. (2.13) vernachlässigten Terme höherer Ordnung relevant werden. Für den Impulsdauerbereich  $< 10$  fs wird die Propagation von der SVEA nicht mehr korrekt beschrieben, so dass fehlerhafte Verzerrungen der Impulseinhüllenden auftreten können. Die Synthese des Impulses in der Zeitdomäne durch Multiplikation einer Einhüllenden mit einem oszillierenden Phasenterm entsprechend Gl. (2.11) ist daher ebenfalls nicht mehr gerechtfertigt, da einerseits die phasenunabhängige Energieerhaltung nicht mehr gegeben ist, und andererseits unphysikalische DC-Terme auftreten ( $\Delta\omega \gtrsim \omega_c$ ). Deshalb wurden erweiterte Theorien entwickelt, die speziell für die Anwendung von few-cycle bis hin zu single-cycle Impulsen geeignet sind [16, 17, 18].

### 2.1.2 Lineare Impulsausbreitung in dispersiven Medien

Gl. (2.13) lässt sich mit einem einfachen Ansatz lösen [19]

$$\tilde{\mathcal{A}}(\omega, z) = \tilde{\mathcal{A}}(\omega, 0) e^{i\Delta k z} \quad (2.14)$$

Während der Propagation entlang eines Weges  $L$  erfahren die spektralen Komponenten des Impulses eine Phasenverschiebung

$$\varphi(\omega, L) = L \cdot \Delta k(\omega) = L \frac{\omega}{c_0} n(\omega) \quad (2.15)$$

entsprechend der Dispersion des Materials. Die Taylorentwicklung der spektralen Phase um die Trägerfrequenz  $\omega_c$  liefert

$$\varphi(\omega, z) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n(\omega, z) (\omega - \omega_c)^n \quad (2.16)$$

mit den Taylorkoeffizienten

$$b_n(\omega, z) = \frac{1}{n!} \left. \frac{\partial^n \varphi(\omega, z)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega=\omega_c}. \quad (2.17)$$

Daraus lassen sich die für die Beschreibung der Ausbreitung in Wellenleitern häufig benutzten Propagationsparameter  $\beta_n(\omega) = n! \cdot b_n/z$  ableiten. Speziell  $\beta_2$  kennzeichnet die Gruppengeschwindigkeitsdispersion (*group velocity dispersion*) GVD. Gemeinhin werden  $b_0/\omega_c$  und  $b_1$  als Phasenlaufzeit (*phase delay*)  $T_p$  und Gruppenlaufzeit (*group delay*)  $T_g$  bezeichnet. Zusammen mit Gl. (2.15) ergibt sich

$$\begin{aligned} T_p &= \frac{z}{c_0} n(\omega_c) = \frac{z}{v_p}, \\ T_g &= \frac{z}{c_0} \underbrace{\left( n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right)}_{\equiv n_g(\omega_c)} \bigg|_{\omega=\omega_c} = \frac{z}{v_g}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Die Taylorkoeffizienten  $b_0$  und  $b_1$  bestimmen den Versatz der Impulseinhüllenden relativ zur Trägerwelle beim Durchgang durch ein dispersives Medium, der auf den Unterschied von Gruppenindex  $n_g$  und Phasenindex  $n$  zurückgeht. Daraus resultieren unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Impulseinhüllenden  $v_g$  und der Trägerwelle  $v_p$ . Der entstehende Phasenversatz wird als Gruppen-Phasen-Offset (*group phase offset*) bezeichnet und hängt nur von der Änderung des Brechungsindex nach der Kreisfrequenz ab

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{GPO}} &= \omega_c (T_g - T_p) = \frac{z\omega_c}{c_0} (n_g(\omega_c) - n(\omega_c)) \\ &= z \frac{\omega_c^2}{c_0} \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_c}. \end{aligned} \quad (2.19)$$



Die Taylorkoeffizienten höherer Ordnung  $b_2 \dots b_n$  verursachen eine nichtlineare Veränderung der spektralen Phase und damit eine Modifikation der Impulseinhüllenden. Die zweite Ableitung der Phase nach der Kreisfrequenz nennt man Gruppenlaufzeitdispersion (*group delay dispersion*)  $GDD = 2 \cdot b_2$ , entsprechend die Dispersion dritter Ordnung (*third order dispersion*)  $TOD = 3! \cdot b_3$ . In erster Näherung kann die Verbreiterung eines fourierlimitierten Gaußimpulses analytisch berechnet werden [19]

$$\tau_{\text{out}} = \tau_0 \sqrt{1 + \left( \frac{4(\ln 2) |GDD|}{\tau_0^2} \right)^2}, \quad (2.20)$$

wobei  $\tau_0$  die Halbwertsbreite des Eingangsimpulses beschreibt. Der exakte Einfluss von Dispersionstermen höherer Ordnung auf einen beliebigen Impuls kann im Allgemeinen nicht vorausgesagt werden. Er hängt stark von der spektralen Amplitude und Phase des Eingangsimpulses ab.

## 2.2 Modengekoppelte Laser

Die Entwicklung der Ultrakurzzeitoptik wurde mit Entdeckung des Modenkoppelmechanismus in Lasern ausgelöst [20, 21]. Das gleichzeitige Schwingen einer Vielzahl phasengekoppelter longitudinaler Schwingungszustände (Moden)  $\nu_n = c \cdot n / (2L)$  ( $n = 1, 2, 3 \dots$ ) eines Laserresonators der Länge  $L$  führt zu einem ausgekoppelten Feld, bei dem alle Moden periodisch für eine sehr kurze Zeitdauer konstruktiv interferieren. Diesen Prozess bezeichnet man als Modenkopplung [22]. Die Synchronisation der Phasen kann durch eine periodische Modulation der Transmission (Modenkopplung durch Amplitudenmodulation) oder der Phase (Modenkopplung durch Frequenzmodulation) selbst mit der reziproken Resonatorumlaufzeit  $1/T_r$  (oder deren Harmonischen) erreicht werden [23, 24]. Im Weiteren werden sich die Betrachtungen auf die Modulation der Transmission beschränken, da auf diese Weise die kürzesten Impulse erzeugt wurden. Im Frequenzbild erzeugt eine periodische Modulation der Amplitude (AM) mit der Frequenz  $\omega_m$  für jede oszillierende longitudinale Mode  $\omega_q$  ein Seitenband bei  $\omega_q \pm \omega_m$ . Stimmt die Modulationsfrequenz  $\omega_m$  mit dem Abstand der longitudinalen Moden überein, überlagern sich die Modulationsseitenbänder mit den longitudinalen Moden und zwingen so ihre Phase den resonanten longitudinalen Moden auf (*injection lock*). Auf diese Weise entsteht ein äquidistanter Frequenzkamm mit dem Modenabstand  $1/T_r$ , dessen Moden alle eine feste Phasenbeziehung haben [23].

Im Zeitbild schließt und öffnet sich der Amplitudenmodulator synchron mit dem durch den Resonator propagierenden Licht. Daher kann man einen

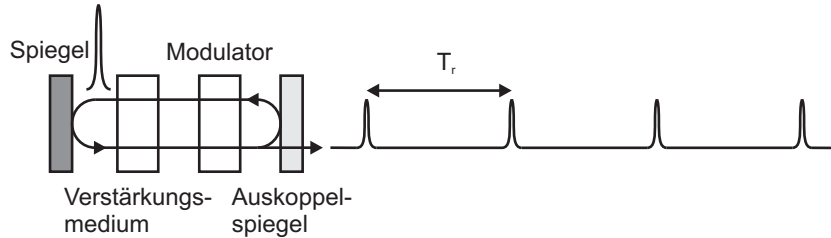


Abbildung 2.1: Veranschaulichung der Entstehung eines Impulszuges bei einem modengekoppelten Laser.  $T_r$  bezeichnet die Resonatorumlaufzeit.

modengekoppelten Laser vereinfachend als einen Resonator betrachten, in dem ein kurzer Lichtimpuls umläuft, der bei jeder Reflektion an einem teildurchlässigen Resonatorspiegel einen Teil seiner Energie abgibt, was zu dem in Abb. 2.1 gezeigten Impulszug führt.

Modenkopplung kann mit einem aktiven Modulator (elektro- oder akustooptischer Modulator) umgesetzt werden. Hier wird die Synchronisation über die Modulationsfrequenz erzielt und erlaubt das Modenkoppeln in einer Vielfalt von Dauerstrich-Gas- oder -Festkörperlaser [21, 25]. Modenkopplung ist aber auch mit passiven Elementen möglich, so genannten passiven sättigbaren Absorbern, die eine erhöhte Transmission oder Reflexion für hohe Spitzenleistungen zeigen und so eine Selbstamplitudenmodulation (SAM) bewirken. Diese SAM reduziert die Verluste während des Kurzimpulslaserbetriebs gegenüber dem Dauerstrichbetrieb.

Die einfachsten passiven Modulatoren beruhen auf der sättigbaren Absorption in optischen Materialien, wie z.B. Farbstoffe oder Halbleitermaterialien. Diese „bleichen“ aus, wenn hohe optische Intensitäten zu einer Entvölkerung des Grundzustandes der Farbstoffe oder bei Halbleitern durch die Anregung der Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband zu einer Reduktion der Absorption von Energien oberhalb der Bandlücke führen. So erfährt eine kleine anfängliche Leistungsschwankung weniger Verluste als der verbleibende Energieinhalt innerhalb des Resonators und verstärkt sich in den nachfolgenden Umläufen bis die Energie in einer kleinen Zeitscheibe verdichtet ist. Allerdings ist die Relaxation der induzierten Transparenz nicht beliebig schnell (typischerweise  $\gtrsim 1$  ps). Daher müssen für den Impulsdauerbereich unter  $\approx 100$  fs zusätzliche Prozesse mit der Absorbersättigung interagieren, um das Absolutverstärkungsfenster zeitlich zu verkürzen. Hierzu wurden beispielsweise das Zusammenspiel von Absorber- und Verstärkersättigung [26] oder die Formierung von solitonenartigen Impulsen im Laserresonator [27] benutzt. Mit solchen kombinierten Verfahren lassen sich Impulsdauern erreichen, die mehr als eine Größenordnung kleiner sind als die

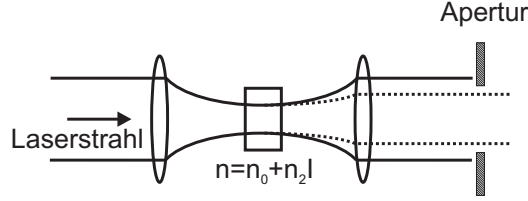


Abbildung 2.2: Transmissionsmodulation induziert durch Selbstfokussierung

Relaxationszeit des Absorbers.

Ein alternativer Ansatz basiert auf Verwendung der Kerr-Nichtlinearität als schneller Schalter. Im Gegensatz zu sättigbaren Absorbern beeinflusst die Kerr-Nichtlinearität die Phase des Lichts (Selbstphasenmodulation), nicht aber die Amplitude. Da dieser Mechanismus im nichtresonanten Fall keine Ladungsträgerdynamik einschließt, reagiert er mit Antwortzeiten unter einer 1 fs [28]. Allerdings benötigt man noch einen weiteren Transfermechanismus, der die Phasenmodulation in eine Amplitudenmodulation umsetzt. Ein erster Ansatz verfolgte die Strategie, den Selbstphasenmodulator in einem zweiten Resonator zu platzieren, der an den verstärkenden Resonator gekoppelt ist. Der angekoppelte Resonator verhält sich wie ein nichtlinearer Spiegel, der den intensiven zentralen Teil des Impulses stark reflektiert, während alle anderen Teile nur schwach reflektiert werden. Diese Methode wird als *additive-pulse* Modenkopplung bezeichnet [29]. Eine andere Methode ist das Kerr-lens Modenkoppeln (KLM) [30, 31]. Hier wird der räumliche Kerr-Effekt  $n_{nl}(x, y) = n_2 I(x, y)$  ausgenutzt, wobei  $x$  und  $y$  die transversalen räumlichen Koordinaten sind. Die zentrale und intensivste räumliche Position des Strahls wird phasenverzögert. Dies entspricht der Fokussierwirkung einer Linse. Eine resonatorinterne Apertur überstetzt dann die Kernichtlinearität in einen effektiven Absorber (siehe Abb. 2.2). Auf diese Weise erfährt das fokussierte intensive Licht an der Apertur weniger Verluste. So konnten Impulse mit Impulsdauern  $\lesssim 5$  fs erzeugt werden [15].

## 2.3 CE Phasendrift in modengekoppelten Lasern

Bei Prozessen, an denen Laser im Dauerstrichbetrieb (CW) oder im Impulsbetrieb mit langen Impulsdauern beteiligt sind, wird die Einhüllende aus Gl. (2.11) zur Berechnung der Strahlungsintensität herangezogen  $I(t) \propto |\mathcal{A}(t)|^2$ . Für few-cycle Impulse hingegen ändert sich die Einhüllende innerhalb eines optischen Zyklus des elektrischen Feldes. Daher ist die Abbildung

des exakten Intensitätsprofils auf das elektrische Feld nur möglich, wenn man einen zusätzlichen Parameter einführt: den relativen Phasenversatz der Oszillation des elektrischen Feldes zur Impulseinhüllenden, der als Carrier-Envelope (CE) Phase  $\varphi_{\text{CE}}$  bezeichnet wird [32, 33]

$$\mathcal{E}^+(t) = A(t) \cdot e^{i\omega_c t + i\varphi_{\text{CE}}}. \quad (2.21)$$

Im Folgenden soll die räumliche Abhängigkeit vernachlässigt werden. Diese Definition ist für die Beschreibung eines einzelnen Impulses eines passiv modengekoppelten Ti:Saphir Lasers geeignet und eindeutig für hinreichend kurze Impulse mit nur einem expliziten Maximum der Einhüllenden. Innerhalb einer dispersiven Kavität propagiert die Trägerwelle mit der Phasengeschwindigkeit  $v_p$  während sich die Impulseinhüllende mit der Gruppengeschwindigkeit  $v_g$  ausbreitet. Für eine Brechzahlverteilung  $n = n(\omega, z)$  entlang der Resonatorumlaufänge  $L$  gilt

$$\Delta\varphi(\omega) = \int_0^L k(\omega, z) dz = \int_0^L \frac{n(\omega, z)\omega}{c_0} dz. \quad (2.22)$$

Mit Hilfe von Gl. (2.19) aus Abschnitt 2.1.2 lässt sich nun die Änderung des absoluten Phasenversatzes zwischen Trägerwelle und Einhüllender pro Resonatorumlauf beschreiben

$$\Delta\varphi_{\text{GPO}} = \frac{\omega_c^2}{c_0} \int_0^L \frac{\partial}{\partial \omega} n(\omega, z) dz \Big|_{\omega=\omega_c}. \quad (2.23)$$

Nimmt man einen Ti:Saphir-Kristall ( $l = 5 \text{ mm}$ ) als Lasermedium an, ergibt sich bei einmaligem Durchgang ein Phasenversatz zwischen Träger und Einhüllender von etwa 130 Zyklen ( $\lambda_c = 800 \text{ nm}$ ). Weitere Beiträge der Luft und der Resonatoroptiken kommen noch hinzu. Da ein Phasenversatz von ganzzahligen Vielfachen von  $2\pi$  die elektrische Feldstruktur unverändert lässt, beschränkt sich der Bereich auf  $< 2\pi$

$$\Delta\varphi_{\text{CE}} = \Delta\varphi_{\text{GPO}} \bmod (2\pi). \quad (2.24)$$

Sie bezeichnet die Änderung der absoluten Carrier-Envelope Phase  $\varphi_{\text{CE}}$  pro Resonatorumlauf (siehe Abb. 2.3). Aufgrund des großen  $\Delta\varphi_{\text{GPO}}$  zeigen schon kleinste Änderungen der Materialeigenschaften innerhalb der Kavität Auswirkungen auf  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$ . Innerhalb einer Resonatorumlaufzeit sind die Änderungen von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  sehr klein, aber aufgrund der großen Zahl der Umläufe pro Sekunde (typischerweise  $10^8$  pro Sekunde) können sich für lange Beobachtungszeiten diese Fluktuationen zu wesentlichen Werten akkumulieren. Nun lässt sich eine Phasendrift rate definieren

$$2\pi f_{\text{CE}} = \omega_{\text{CE}} = \frac{\Delta\varphi_{\text{CE}}}{T_R} = \frac{\Delta\varphi_{\text{GPO}} \bmod (2\pi)}{T_R}. \quad (2.25)$$

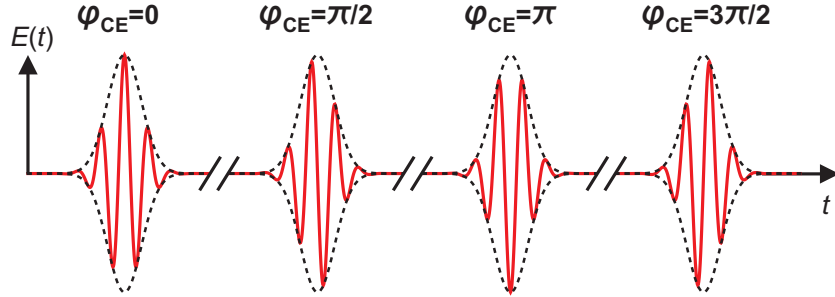


Abbildung 2.3: Evolution der absoluten CE Phase  $\varphi_{CE}$  eines few-cycle Impulszuges. Der Phasendrift pro Resonatorumlauf beträgt  $\Delta\varphi_{CE} = \pi/2$ .

Unter Berücksichtigung der CEP Drift  $\Delta\varphi_{CE}$  lässt sich das elektrische Feld eines modengekoppelten Impulszuges wie folgt beschreiben

$$\mathcal{E}_{\text{train}}^+(t) = \left[ \mathcal{A}(t)e^{i\omega_c t} \otimes \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - mT_R) \right] \cdot e^{i\omega_{CE}t}. \quad (2.26)$$

Dabei bezeichnet  $\otimes$  die Faltung<sup>1</sup>. Unter Verwendung der Eigenschaften der  $\delta$ -Distribution ergibt sich folgende Darstellung in der Frequenzdomäne

$$\tilde{\mathcal{E}}^+(\nu) = \tilde{\mathcal{A}}(\nu - \nu_c - f_{CE}) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \delta(\nu - mf_{\text{Rep}} - f_{CE}). \quad (2.27)$$

Im Frequenzraum übersetzt sich die Periodizität des zeitlichen Impulszuges in einen äquidistanten Frequenzkamm, der um  $f_{CE}$  verschoben ist, siehe Abb. 2.4. Im Folgenden werden optische Frequenzen mit einem  $\nu$ , Frequenzen im Radiobereich hingegen mit  $f$ , gekennzeichnet. Die einzelnen Kammmoden lassen sich mit folgender Formel berechnen

$$\nu_m = m \cdot f_{\text{Rep}} + f_{CE}. \quad (2.28)$$

Der Frequenzkamm ist folglich durch zwei Variablen determiniert, den Modenabstand  $f_{\text{Rep}}$  und den Modenversatz  $f_{CE}$ . Der Modenabstand ist durch die Resonatorumlaufzeit der Impulseinhüllenden gegeben. Die Äquidistanz der Moden wurde experimentell bis zu einer Unsicherheit  $< 10^{-15}$  gezeigt [34, 35]. Anderenfalls würde ein Auseinanderlaufen der zeitlichen Impulsform erwartet werden, was auch nach tagelangem Betrieb nicht festgestellt werden konnte.

Am Ende von Abschnitt 2.1.1 wurde darauf hingewiesen, dass die Beschreibung von few-cycle Laserimpulsen im Rahmen der SVEA nicht mehr

<sup>1</sup> $(a \otimes b)(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\tau)b(t - \tau)d\tau$

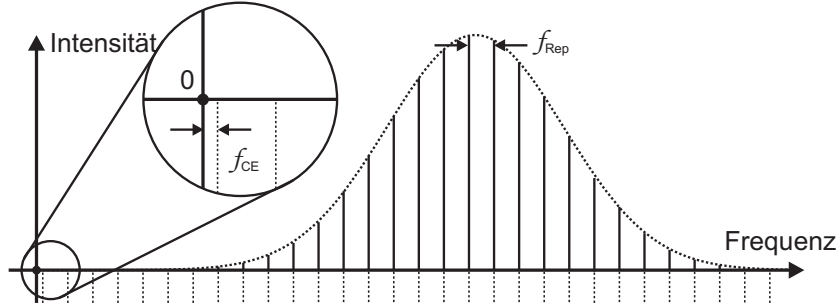


Abbildung 2.4: Frequenzkamm eines modengekoppelten Lasers bestehend aus äquidistanten Kammmoden, die einen gemeinsamen Versatz von  $f_{CE}$  bei  $\nu = 0$  zeigen. Dies ist gleichbedeutend mit einem Impulszug, dessen elektrische Feldstruktur sich von Impuls zu Impuls verändert.

gerechtfertigt ist. Trotzdem konnten auch für sub-10 fs Impulse bisher keine Abweichungen vom grundsätzlichen Konzept des Impulszuges und des entsprechenden äquidistanten Frequenzkamms festgestellt werden, abgesehen von der unkorrekten Berechnung der Einhüllenden in der Zeitdomäne.

## 2.4 Messverfahren

Um die im letzten Abschnitt eingeführten physikalischen Größen dem Beobachter zugänglich zu machen, wurden in der Vergangenheit unterschiedliche Ansätze verfolgt. Den meisten Messverfahren ist gemein, dass sie auf einem Zweiarmlinterferometer beruhen und so die relative Phasenmessung zwischen den beiden Interferometerarmen erlauben. Um nun Informationen über die CE Phase (CEP) Drift eines Impulszuges zu erhalten, wurden anfänglich aufeinanderfolgende Impulse überlagert, um so die CEP Drift von Impuls zu Impuls zu messen. Genannt sei an dieser Stelle ein Experiment von Xu *et al.* [2]. Hier wurde eine interferometrische Kreuzkorrelation aufeinanderfolgender Impulse eines Impulszuges durchgeführt. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Phase des Korrelationsmusters abhängig von der CEP Drift  $\Delta\varphi_{CE}$  des Eingangsimpulszuges ist. Allerdings sind für eine Überlagerung aufeinanderfolgender Impulse eines modengekoppelten Lasers Interferometerarmlängendifferenzen von ca. 3 m notwendig (für  $f_{Rep} \approx 100$  MHz). Dies macht dieses Messverfahren störanfällig und sensibel gegenüber Justage und damit prinzipiell ungeeignet zur hinreichend genauen Messung von  $f_{CE}$ .

### 2.4.1 $\nu$ -2 $\nu$ Interferometrie

Die Erkenntnis, die kompaktere und schnellere interferometrische Detektionsverfahren ermöglicht hat, wurde 2002 von Baltuška *et al.* wie folgt zusammengefasst [36]: Bei nichtlinearen Prozessen verhalten sich die Phasen der am Prozess beteiligten Frequenzkomponenten im Wesentlichen wie ihre Frequenzen. Mithilfe der Fourier Transformation lässt sich die CEP Drift eines Impulszuges als konstanter Versatz  $\psi_n = n \cdot \Delta\varphi_{\text{CE}}$  der spektralen Phase  $\varphi(\omega)$  der Einzelimpulse verstehen

$$\mathcal{E}_n^+(t) = \mathcal{A}(t) \cdot e^{i(\omega_c t + \psi_n)} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \tilde{\mathcal{A}}(\omega) e^{i(\varphi(\omega) + \psi_n - \omega t)} d\omega \quad (2.29)$$

Dabei gibt  $n = 1, 2, \dots$  die Impulsnummer und  $\mathcal{A}$  die, bis auf die CE Phase, identischen Impulse des Impulszuges an. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit sei  $\psi_0 = 0$ .

Betrachtet man eine Frequenz  $\omega_{\text{SHG}}$ , die aus einem nichtlinearen Verdopplungsprozess entstanden ist, so ergibt sich der Phasenversatz des harmonischen Impulses zu [36]

$$\begin{aligned} \omega_{\text{SHG}} &= 2 \cdot \omega \\ \psi_n^{\text{SHG}} &= \pi/2 + 2 \cdot \psi_n \\ &= \pi/2 + n \cdot (2\Delta\varphi_{\text{CE}}) \end{aligned} \quad (2.30)$$

Der Phasenfaktor  $\pi/2$  geht aus den Maxwell-Gleichungen hervor [37]. Daraus ergibt sich, dass bei einem Frequenzverdopplungsprozess die CEP Drift  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  des Eingangsimpulszuges ebenfalls verdoppelt wird. Dieses Verhalten ist in Abb. 2.5 und 2.6 verdeutlicht.

Ist hingegen  $\omega_4$  eine neue Frequenzkomponente, die durch einen Vierwellen-Mischprozess generiert wird, stellt sich die resultierende CE Phase als

$$\begin{aligned} \omega_4 &= \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 \\ \psi_n^{\text{SPM}} &= \pi/2 + \psi_n + \psi_n - \psi_n \\ &= \pi/2 + n \cdot \Delta\varphi_{\text{CE}} \end{aligned} \quad (2.31)$$

dar, wobei  $\omega_j$ ,  $j = 1, 2, 3$  ein beliebiges Frequenztriplett innerhalb des Eingangsspektrums ist. Da alle Frequenzkomponenten den gleichen frequenzunabhängigen Phasenversatz  $n \cdot \Delta\varphi_{\text{CE}}$  haben, bleibt bei einem Vierwellen-Mischprozess die CEP Drift erhalten. Die Summationsregel in Gl. (2.31) gilt sowohl für verzögerte Vierwellen-Mischprozesse (sog. Raman-artige oder

„langsame“ Nichtlinearitäten) als auch für parametrische Vierwellen-Mischprozesse [36]. Man kann also Vierwellen-Mischprozesse in all ihren Variationen benutzen, um ein Laserspektrum zu verbreitern, wobei das resultierende Spektrum noch immer die Information über die CE Frequenz des Eingangsimpulszuges trägt.

Ist das resultierende Spektrum so stark verbreitert, dass es sowohl fundamentale als auch harmonische Komponenten enthält (man spricht dann von einem oktavenbreiten Spektrum), kann man frequenzverdoppelte ( $\psi_n \propto 2 \cdot \Delta\varphi_{\text{CE}}$ ) mit fundamentalen Komponenten ( $\psi_n \propto \Delta\varphi_{\text{CE}}$ ) zur Interferenz bringen, so dass man Zugang zur relativen Phase, der CEP Drift  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  des Eingangsimpulszuges, erhält. Die Idee eines solchen kompakten nichtlinearen Interferometers wurde erstmals von Telle *et al.* vorgeschlagen [3].

### Detektion im kHz-Bereich

Zu Beginn sei ein einzelner, beliebig breitbandiger Laserimpuls eines Impulszuges betrachtet. Das elektrische Feld kann mithilfe von Gl. (2.21) beschrieben werden, wobei  $\varphi_{\text{CE}}$  die absolute CE Phase des Impulses ist. Das Spektrum von Gl. (2.21) lässt sich zu

$$\tilde{\mathcal{E}}^+(\omega) = \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c) e^{i\varphi_{\text{CE}}} \quad (2.32)$$

bestimmen. Das Feld der zweiten Harmonischen kann dann als

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}}_{\text{SHG}}^+(\omega) &= \gamma \int \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega') \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega - \omega') d\omega' \\ &= \gamma e^{2i\varphi_{\text{CE}}} \underbrace{\int \tilde{\mathcal{A}}(\omega' - \omega_c) \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega' - \omega_c) d\omega'}_{\equiv \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}})} \end{aligned} \quad (2.33)$$

geschrieben werde. Der Proportionalitätsfaktor  $\gamma$  enthält die Suszeptibilität zweiter Ordnung und den konstanten Phasenfaktor. Hier zeigt sich die oben angesprochene Verdopplung der CE Phase. Betrachtet man die spektrale Interferenz (SI) beider Felder  $\tilde{\mathcal{E}}^+(\omega)$  und  $\tilde{\mathcal{E}}_{\text{SHG}}^+(\omega)$  bei der Frequenz  $\omega$  im Bereich des spektralen Überlapps, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\omega) &\propto \left| \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega) - \tilde{\mathcal{E}}_{\text{SHG}}^+(\omega) \right|^2 \\ &= \left| e^{i\varphi_{\text{CE}}} \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c) + \gamma e^{i\omega\tau_D + 2i\varphi_{\text{CE}}} \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}}) \right|^2 \\ &= \left| \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c) \right|^2 + \gamma^2 \left| \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}}) \right|^2 \\ &\quad + 2\gamma \left| \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c) \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}}) \right| \cdot \cos(\omega\tau_D + \varphi_{\text{CE}} + \pi/2). \end{aligned} \quad (2.34)$$



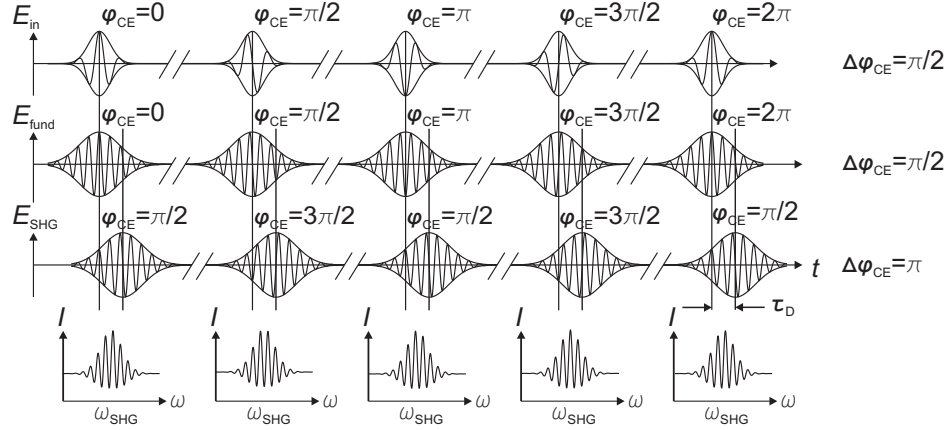


Abbildung 2.5: Prinzip der spektralen Interferenz zur Detektion von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  eines Impulszuges mit Impulsfolgefrequenzen im kHz-Bereich.  $E_{\text{in}}$  (o.B.d.A. sei  $\lambda_c = 800 \text{ nm}$ ) bezeichnet einen oktavenbreiten Eingangsimpuls, während  $E_{\text{fund}}$  (o.B.d.A. sei  $\lambda_c = 532 \text{ nm}$ ) eine spektral gefilterte Komponente des Spektrums von  $E_{\text{in}}$  bei der Frequenz ist, zu der die Frequenzverdopplung einer niederfrequenten fundamentalen Komponente  $E'_{\text{fund}}$  (sei  $\lambda_c = 1064 \text{ nm}$ ) führt.  $E_{\text{SHG}}$  charakterisiert diese verdoppelte Komponente ( $\lambda_c = 532 \text{ nm}$ ), die gleichzeitig zeitlich um  $\tau_D$  verzögert ist. Die Information über die CEP Drift ist in der Phase des resultierenden spektralen Interferenzmusters kodiert.

Im Folgenden soll der Cosinus-Term in Gl. (2.34) diskutiert werden. Dieser Term verursacht ein spektrales Interferenzmuster, wenn die Verzögerung zwischen den Impulsen ungleich Null ist  $\tau_D \neq 0$ , wobei die Information über die CE Phase in der Phase des spektralen Interferenzsignals enthalten ist (siehe Abb. 2.5). Im Prinzip erlaubt die Detektion des Interferenzsignals die Bestimmung der absoluten Phase  $\varphi_{\text{CE}}$ . Allerdings ist das praktisch nicht möglich, da die fundamentalen und harmonischen Komponenten eine unbestimmte aber feste Phasendifferenz aufgrund der Materialdispersion innerhalb des Interferometers akkumulieren. Im Weiteren soll diese unbekannte Phasendifferenz als Interferometerphase bezeichnet werden. Trotzdem erlaubt diese Methode die Messung der Impuls zu Impuls Änderungen von  $\varphi_{\text{CE}}$ , wie in [38] und [39] beschrieben. Gl. (2.34) ist also der Schlüssel zur Einzelschussmessung der CEP Drift  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  in Verstärkersystemen mit bis zu einigen kHz Impulsfolgefrequenz.

### Detektion im GHz-Bereich

SI kann allerdings nicht zur CE Phasenmessung in Laseroszillatoren verwendet werden, aufgrund der hohen Impulsfolgefrequenz im Bereich von einigen

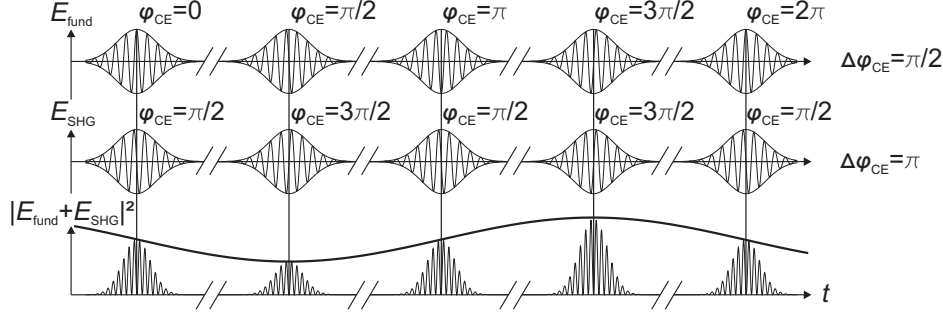


Abbildung 2.6: Prinzip des RF Heterodyn-Verfahrens zur Detektion von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  eines Impulszuges mit Impulsfolgefrequenz im Radiofrequenzbereich.  $E_{\text{fund}}$  und  $E_{\text{SHG}}$  entsprechen den Bezeichnungen in Abb. 2.5.

10 MHz bis zu einigen GHz. Deshalb müssen die Betrachtungen zu Gl. (2.34) auf den Fall eines Impulszuges erweitert werden. In diesem Fall führt der Interferenzterm in Gl. (2.34) zu einem Schwebungssignal mit der CE Frequenz  $f_{\text{CE}}$ , siehe Abb. 2.6. Man beachte, dass dieses Schwebungssignal auch dann entsteht, wenn  $\Delta\varphi_{\text{GPO}} \gg 2\pi$  ist, da  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  als  $\Delta\varphi_{\text{GPO}} \bmod(2\pi)$  eingeht, so dass immer  $0 \leq f_{\text{CE}} < f_{\text{Rep}}$  gilt. Dieses Schwebungssignal ist absolut synchron mit den relativen Phasendifferenzen zwischen Trägerwelle und Impulseinhüllender. Wie in Abb. 2.6 gezeigt, interferieren die überlagerten  $\nu$  und  $2\nu$  Komponenten ( $E_{\text{fund}}$  und  $E_{\text{SHG}}$ ) eines Eingangsimpulses konstruktiv bzw. destruktiv entsprechend der absoluten CEP des Eingangsimpulses (zuzüglich der Interferometerphase). So überträgt sich die CEP Drift in eine Amplitudenmodulation des Impulszuges der Frequenz  $f_{\text{CE}}$ , die sich mit schnellen Photodioden auflösen lässt (Anstiegszeit  $< 10$  ns).

Entsprechend der Amplitudenmodulation treten im Frequenzspektrum des modulierten Impulszuges neben der Trägerfrequenz ( $f_{\text{Rep}}$ ) und dem Signalband ( $f_{\text{CE}}(t)$ ) die oberen und unteren Spiegelbänder ( $f_{\text{Rep}} \pm f_{\text{CE}}(t)$ ) auf [40]. Nach Fourier weist der unmodulierte Trägerimpulszug selbst ein Frequenzspektrum mit Harmonischen der Trägerfrequenz auf ( $n \cdot f_{\text{Rep}}$ ,  $n = 1, 2 \dots$ ), so dass sich das vollständige Spektrum des amplitudenmodulierten Impulszuges aus dem Signalband und allen Trägerharmonischen, um die sich symmetrisch die Spiegelbänder ( $(n \cdot f_{\text{Rep}}) \pm f_{\text{CE}}(t)$ ) anordnen, zusammen. Wird die Signalfrequenz größer als die Nyquistfrequenz  $f_{\text{Nyquist}} = f_{\text{Rep}}/2$  ist das Abtasttheorem verletzt, und Signal- und Spiegelbänder überlappen sich. Daher entsteht genau bei den Vielfachen der Nyquistfrequenz  $k \cdot f_{\text{Nyquist}}$ ,  $k = 0, 1 \dots$  eine Ambivalenz, da Signal- und Spiegelbänder nicht voneinander zu trennen sind.

Es sei noch einmal hervorgehoben, dass keine der beiden hier diskutierten

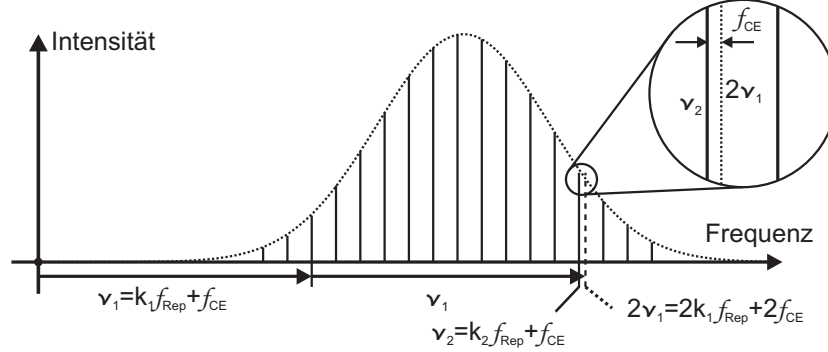


Abbildung 2.7: Prinzip des RF Heterodyn-Verfahrens zur Detektion der  $f_{\text{CE}}$  eines Impulszuges. Das Schema spiegelt den Koordinatenursprung an  $\nu = \nu_1$  und verlagert so den Frequenzkammversatz  $f_{\text{CE}}$  aus dem Radiofrequenzbereich in den optischen Bereich nichtverschwindender spektraler Leistungsdichte

Methoden die Messung der absoluten CE Phase erlaubt. Basierend auf den Betrachtungen im letzten Abschnitt kann man das  $\nu$ - $2\nu$  Heterodyn-Verfahren als eine Überlagerung von zwei Frequenzkämmen verstehen (siehe Abb. 2.7). Überlagert man einen beliebig breitbandigen Impulszug mit seiner zweiten Harmonischen, ergibt sich folgende Situation:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{E}^+(t) &= \mathcal{E}^+(t) + \mathcal{E}_{\text{SHG}}^+(t) \\
 &= \left[ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(t - mT_r) \otimes \mathcal{A}(t) e^{i\omega_c t} \right] e^{i\omega_{\text{CE}} t} \\
 &\quad + \left[ \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \delta(t - m'T_r) \otimes \mathcal{A}(t) e^{i\omega_{\text{SHG}} t} \right] e^{i2\omega_{\text{CE}} t}. \quad (2.35)
 \end{aligned}$$

Überträgt man dies in den Spektralraum, vereinfacht sich die Faltung unter Ausnutzung der Linearität der Fourier Transformation zu einer Multiplikation

$$\begin{aligned}
 \tilde{\mathcal{E}}^+(\omega) &= \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c - \omega_{\text{CE}}) \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \delta(\omega - m\omega_{\text{Rep}} - \omega_{\text{CE}}) \\
 &\quad + \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}} - 2\omega_{\text{CE}}) \cdot \sum_{m'=0}^{\infty} \delta(\omega - m'\omega_{\text{Rep}} - 2\omega_{\text{CE}}). \quad (2.36)
 \end{aligned}$$

Es sei betont, dass die Moden des harmonischen Frequenzkamms um die doppelte CE Frequenz versetzt sind. Da die Frequenzkämme beliebig breitbandig sind, gibt es einen spektralen Bereich, in dem sich beide Kämmen

überlagern. Detektiert man in diesem Bereich das Signal mit einem Detektor dessen Bandbreite im Bereich der Impulsfolgefrequenz  $f_{\text{Rep}}$  ist, können nur nah beieinander liegende Kammmoden detektiert werden. Zur Vereinfachung seien hier nur die benachbarten Kammmoden aus je einem Kamm betrachtet, d.h. die Käme von Delta-Funktionen reduzieren sich jeweils zu einer Delta-Funktion, wobei  $m = m'$  gilt

$$\begin{aligned}\tilde{\mathcal{E}}^+(\omega) &= \tilde{\mathcal{A}}(\omega - \omega_c - \omega_{\text{CE}}) \cdot \delta(\omega - m\omega_{\text{Rep}}\omega_{\text{CE}}) \\ &\quad + \tilde{\mathcal{A}}_{\text{SHG}}(\omega - \omega_{\text{SHG}} - 2\omega_{\text{CE}}) \cdot \delta(\omega - m\omega_{\text{Rep}}2\omega_{\text{CE}}).\end{aligned}\quad (2.37)$$

Die Rücktransformation in den Zeitraum liefert

$$\mathcal{E}^+(t) = a(e^{i(m\omega_{\text{Rep}} + \omega_{\text{CE}})t} + e^{i(m\omega_{\text{Rep}} + 2\omega_{\text{CE}})t}). \quad (2.38)$$

Hierbei ist wiederum zur Vereinfachung angenommen, dass  $\mathcal{A}(m\omega_{\text{Rep}} + \omega_c) = \mathcal{A}_{\text{SHG}}(m\omega_{\text{Rep}} + \omega_{\text{SHG}}) = a$ . Um das reelle Zeitsignal zu erhalten, bildet man den Realteil

$$\begin{aligned}E(t) &= 2\text{Re} [\mathcal{E}^+(t)] \\ &= 2a [\cos((m\omega_{\text{Rep}} + \omega_{\text{CE}})t) + \cos((m\omega_{\text{Rep}} + 2\omega_{\text{CE}})t)].\end{aligned}\quad (2.39)$$

Unter Verwendung der Additionstheoreme ergibt sich

$$E(t) = -4a \left[ \sin\left(\frac{(2m\omega_{\text{Rep}} + 3\omega_{\text{CE}})t}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\omega_{\text{CE}}t}{2}\right) \right]. \quad (2.40)$$

Der Term bei der Summenfrequenz liegt weit außerhalb der Detektorbandbreite und kann damit vernachlässigt werden. Unter Verwendung weiterer Eigenschaften der trigonometrischen Funktionen erhält man das Detektorsignal

$$I(t) \propto E^2(t) = \frac{1}{2}(1 - \cos(\omega_{\text{CE}}t)) \quad (2.41)$$

Die mathematischen Betrachtungen sind in Abb. 2.7 veranschaulicht. Die Mode  $k_1$  aus dem niederfrequenten Bereich eines oktavenbreiten Frequenzkamms wird frequenzverdoppelt zur Frequenz  $2\nu_1 = 2k_1f_{\text{Rep}} + 2f_{\text{CE}}$ , so dass sie um das Zweifache der CE-Frequenz versetzt ist. Überlagert man nun die harmonische Mode mit der benachbarten fundamentalen Mode, die nur um die einfache CE-Frequenz versetzt ist  $\nu_2 = k_2f_{\text{Rep}} + f_{\text{CE}}$ , kann man die Differenzfrequenz  $f_{\text{CE}}$  als Schwebung im RF-Spektrum messen  $2 \cdot \nu_1 - \nu_2 = f_{\text{CE}}$  [3].

## 2.5 Impulse mit oktavenbreiten Spektren

Aus dem voran gegangenen Kapitel geht hervor, dass für die experimentelle Umsetzung eines  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers das Eingangsspektrum sowohl fundamentale als auch harmonische Komponenten enthalten muss. Man spricht dann von einem oktavenbreiten Spektrum.

Die spektrale Verbreiterung von Licht wird nahezu seit Erfindung des Lasers untersucht [41]. Am weitesten verbreitet sind Techniken, die auf einem nichtlinearen Brechungsindex beruhen, der von der Intensität abhängt  $n_{nl} = n_{nl}(I(t))$ . Dieser erzeugt eine zeitabhängige nichtlineare Phase  $\varphi_{nl}(t) \propto n_{nl}(I(t))$ , deren Ableitung dann den neuen Frequenzkomponenten entspricht  $\partial\omega = \partial\varphi_{nl}(t)/\partial t$ . Man spricht daher bei solchen Prozessen von einer Selbstphasenmodulation (SPM).

Die durch eine nichtlineare Suszeptibilität hervorgerufene SPM kann im einfachsten Fall durch eine Kerr-Nichtlinearität  $\chi^{(3)}$  beschrieben werden. Diese ist durch einen linearen Zusammenhang des nichtlinearen Brechungsindex mit der Intensität gekennzeichnet  $n_{nl} = n_2 I(t)$ . Aus ihr resultiert bei symmetrischem zeitlichen Eingangsprofil eine intensitätsabhängige Phasengeschwindigkeit, was einer spiegelbildlichen Verbreiterung des Spektrums entspricht [42]. Für sehr kurze Impulse verursacht die spektrale Abhängigkeit des  $n_2 = n_2(\omega)$  zusätzlich eine intensitätsabhängige Gruppengeschwindigkeit, was zur Ausbildung so genannter Schockwellen führt (*self-steepening*), aus denen sich ein eher einseitig verbreitertes Spektrum ergibt [19, 43].

Es sei bemerkt, dass neben der Kerr-Nichtlinearität auch andere Effekte einen intensitätsabhängigen Brechungsindex hervorrufen können. So können beispielsweise in intensiven Lichtfeldern ( $>10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) feldinduzierte Ionisation und anschließende Stoßionisation durch Beschleunigung der entstandenen freien Elektronen im elektrischen Feld einen schnellen Anstieg der Elektronendichte verursachen, was mit einer Verringerung des Brechungsindex einhergeht [44, 45].

### 2.5.1 Weißlichterzeugung in photonischen Kristallfasern

Mithilfe der oben beschriebenen Prozesse kann Weißlicht in Festkörpern [46], Flüssigkeiten [47], und Gasen [48] erzeugt werden. Für die  $\nu$ - $2\nu$  Interferometrie insbesondere von Verstärkerimpulsen (mJ-Impulsenergie) ist die Weißlichterzeugung in Saphir oder CaF<sub>2</sub> am weitesten verbreitet.

Für Oszillatorimpulse muss ein spektral extrem weit aufgefächertes Weißlicht aus nJ-Impulsenergien generiert werden. Das legt die Weißlichterzeugung in Glasfasern (große Wechselwirkungslänge) mit sehr kleinem Kern nahe

(hohe Intensität). Eine solche Faser wurde erstmals von Russell *et al.* vorgestellt [49]. Sie wurde als Mikrostrukturfaser eingeführt (MSF) und besteht aus einem sehr kleinen massiven Kern ( $d \approx 2 \mu\text{m}$ ), der von einer Anordnung von in Mikrometer-Abständen entfernten Luftkanälen umgeben ist. Dies ergibt einen kleinen effektiven Mantelindex, der die Führung der fundamentalen Mode im Bereich von etwa 400 nm bis 1500 nm erlaubt. Durch die Modifikation der geometrischen Eigenschaften der Faser besteht die Möglichkeit, durch Wellenleiterdispersion die Gesamtdispersion zu verschieben. Der Dispersionsnullpunkt (ZDW) für Quarzglas kann so aus dem infraroten ( $\lambda_{\text{ZDW}} \approx 1.3 \mu\text{m}$ ) in den sichtbaren Bereich geschoben werden.

In einer solchen Faser wurde erstmals ein oktavenbreites Weißlicht von Ranka *et al.* erzeugt [50]. Kurz nach den Experimenten von Ranka konnten analoge Verbreiterungsmechanismen in so genannten getaperten Fasern nachgewiesen werden [51]. Aufgrund der außergewöhnlichen Führungseigenschaften sind solche Fasern die bislang einzige Möglichkeit, Oszillatorimpulse derart zu verbreitern und somit die Oktavenbedingung zu erfüllen. Allerdings macht diese relativ anspruchsvolle Vorgabe dieses Verbreiterungsverfahrens anfällig für Rauschprobleme jedweder Art. Dazu soll nun näher auf die Mechanismen, die speziell im niederen fs-Bereich ( $\tau_{\text{FWHM}} < 100 \text{ fs}$ ) maßgeblich an der spektralen Verbreiterung beteiligt sind, im Einzelnen eingegangen werden.

Anfänglich konnten die außerordentlich breiten Spektren nicht mit den gängigen, oben beschriebenen Mechanismen erklärt werden. Erst ein Jahr nach Rankas Experimenten wurde der neuerartige Mechanismus zur spektralen Verbreiterung von Husakou *et al.* ergründet [52] (für umfassenden Überblick siehe [53]). Wichtigste Voraussetzung für die Entstehung eines solchen Weißlichts ist eine Faserdispersion, die negative GDD im spektralen Gebiet des Eingangsimpulses aufweist. Die Gesamtdispersion muss so konstruiert sein, dass die GDD bei einer Frequenz  $\omega_{\text{ZDW}}$  überhalb der Zentralfrequenz des Eingangsimpulses ihren Nulldurchgang hat, um dann für Frequenzen  $\omega < \omega_{\text{ZDW}}$  negativ zu sein. Dies ermöglicht die Ausbildung von Solitonen höherer Ordnung im niederfrequenten spektralen Gebiet des Eingangsimpulses, bei denen Kerr-Nichtlinearität und GDD die Balance halten, so dass die Solitonen mit periodischer Veränderung der zeitlichen und spektralen Gestalt propagieren.

Allerdings zerfallen diese Solitonen höherer Ordnung aufgrund relativ großer TOD nahe der  $\omega_{\text{ZDW}}$  an dem Punkt, an dem das initiale Soliton höherer Ordnung die maximale Bandbreite erreicht hat (einige Millimeter Faserpropagation), nacheinander in ihre fundamentalen Solitonen. Je früher ein Soliton abgespalten wird, desto größer sind Amplitude und Gruppengeschwindigkeit, und desto kürzer ist seine Impulsdauer. Entsprechend ihrer Im-

pulsdauern erfahren die fundamentalen Solitonen während der weiteren Ausbreitung eine Raman-Rotverschiebung, da die stimulierte Raman-Emission des Faserkernmaterials Schritt für Schritt Energie aus dem höheren in den niederen Frequenzbereich des Solitons transportiert, wobei die Differenzenergie an Vibrationszustände des Kernmaterials abgegeben wird. Dies erzeugt neue spektrale Komponenten auf der Seite anomaler Dispersion  $\omega < \omega_{\text{ZDW}}$ . Aufgrund dieser Aufspaltung der Solitonen höherer Ordnung in rotverschobene fundamentale Solitonen ist dieser Verbreiterungsmechanismus als *soliton fission* in die Literatur eingegangen [52].

Zusätzlich führt die Anwesenheit der TOD zu einem Energietransfer der einzelnen fundamentalen Solitonen durch Vierwellenmischung zu schmalbandigen Resonanzen im normalen Dispersionsregime  $\omega > \omega_{\text{ZDW}}$ . Dies geht in der Zeitdomäne mit der Ausbildung eines schwachen Pedestals einher. Die spektrale Position dieser Resonanzen lässt sich mithilfe eines Phasenanpassungsarguments begründen.

Alle an der Verbreiterung beteiligten nichtlinearen Prozesse kann man formal als Vierwellenmischprozess beschreiben. Das bereits oben angeführte Argument von Baltuška bezüglich der CE Phase nach nichtlinearen Prozessen kann nun herangezogen werden, um zu begründen, dass die neuen Frequenzkomponenten die Information über die CEP Drift von Impuls zu Impuls erhalten.

### 2.5.2 Kohärenzeigenschaften des Weißlichtes

Eine der herausragenden Eigenschaften von Laserlicht ist Kohärenz, die durch den komplexen Kohärenzgrad  $g(r_1, r_2, \tau)$  charakterisiert wird [54]. Kohärenz kann in der zeitlichen ( $g(r_1, r_2, \tau)$  mit  $r_1 = r_2 = r$ ) sowie in der räumlichen Domäne ( $g(r_1, r_2, 0)$ ) beobachtet werden. Dazu werden zwei räumliche Anteile eines Strahls oder zeitlich verzögerte Repliken eines Impulses überlagert, um ein stationäres Streifenmuster, falls vorhanden, zu messen. Die Bewertung des Weißlichtes für die  $\nu$ - $2\nu$  Interferometrie im Rahmen dieses klassischen Kohärenzbegriffs ist nicht mehr ausreichend, da hier die Phasen zweier spektral verschiedener Teile miteinander verglichen werden, die auch in aufeinander folgenden Impulsen kohärent sein müssen. Da die Weißlichterzeugung sensibel auf Eingangsrauschen reagiert, ist die Berücksichtigung dieser Empfindlichkeit der spektralen Verbreiterung gegenüber Schwankungen des Eingangsimpulses zusätzlich von entscheidender Bedeutung. Daher wird der Kohärenzgrad vieler unabhängiger, zeitlich gemittelter Weißlichtpaare über das gesamte Spektrum bewertet.

Für mit Verstärkerimpulsen erzeugtes Weißlicht wurden die Kohärenzeigenschaften experimentell überprüft [55]. Dazu wurden zwei unabhängige

Weißlichtimpulse an unterschiedlichen Positionen eines transparenten Mediums erzeugt und überlagert, so dass sie ein polychromatisches Streifenmuster im Fernfeld zeigen. Betrachtet man das Spektrum dieses räumlichen Musters, zeigen sich ausgeprägte Streifen bei jeder Wellenlänge des Spektrums. Der wellenlängenabhängige Kontrast dieses Interferenzmusters bietet Zugang zu den Kohärenzeigenschaften, da er direkt mit dem komplexen Kohärenzgrad zwischen beiden Weißlichtpulsen zusammen hängt. Bei einer Pulsfolgefrequenz von 1 kHz zeigt sich auch bei einer Integrationszeit von 2 s der im Fernfeld stehenden Kamera ein stationäres Interferenzmuster.

Für Oszillatorimpulse mit nJ-Impulsenergien hingegen muss aufgrund der Komplexität der im letzten Abschnitt beschriebenen Prozesse die Frage differenzierter betrachtet werden [53]. Ein Impuls mit 1 nJ Impulsenergie enthält noch etwa  $10^{10}$  Photonen, was eine Standardabweichung  $\sigma$  des Schrotrauschens von mindestens  $10^5$  Photonen bedeutet<sup>1</sup>. Die Situation verschlimmert sich weiter, betrachtet man einem einzigen optischen Zyklus. Für einen 100 fs Impuls enthält eine optische Schwingung nur noch ca.  $2 \cdot 10^8$  Photonen, was entsprechend zu noch größerem relativen Rauschen führt. Bei few-cycle Impulsen konzentriert sich die gesamte Signalenergie in eine kurze Zeitscheibe, so dass das Schrotrauschen pro Zeitintervall reduziert ist.

Dies begründet, warum sowohl theoretisch als auch experimentell zwei unterschiedliche Kohärenzregimes gezeigt werden konnten [53, 57]. Zum einen konnte nachgewiesen werden, dass bei Impulsdauern im niederen fs-Bereich aufgrund der Determiniertheit der beitragenden Prozesse die Kohärenz von Weißlichtspektren aufeinander folgender Impulse nicht verloren geht. Dies ändert sich allerdings beim Übergang zu längeren Impulsdauern  $\tau_{\text{FWHM}} \gtrsim 150$  fs. Hier verstärken Modulationsinstabilitätseffekte das Schrotrauschen des Eingangsimpulses. Dies resultiert in großen Schwankungen der Amplitude und Impulsdauer der nacheinander generierten fundamentalen Solitonen, die sich durch die Raman-Rotverschiebung in Fluktuationen der Wellenlänge übersetzen, so dass die Kohärenz verloren geht. Für  $\tau_{\text{FWHM}} < 100$  fs entwickeln sich die Solitonen höherer Ordnung schneller und erreichen die maximale spektrale Ausdehnung nach einigen Millimetern. Daher überlappt der spektrale Inhalt in diesem Fall mit dem Bereich der maximalen Verstärkung von Modulationsinstabilitäten, bevor wesentliche Verstärkung des Rauschens stattfindet, so dass die Verstärkungsbandbreite der Modulationsinstabilität kohärent angeregt wird.

---

<sup>1</sup> $\sigma = \sqrt{N}$ ,  $N$  = mittlere Anzahl der detektierten Photonen [56]



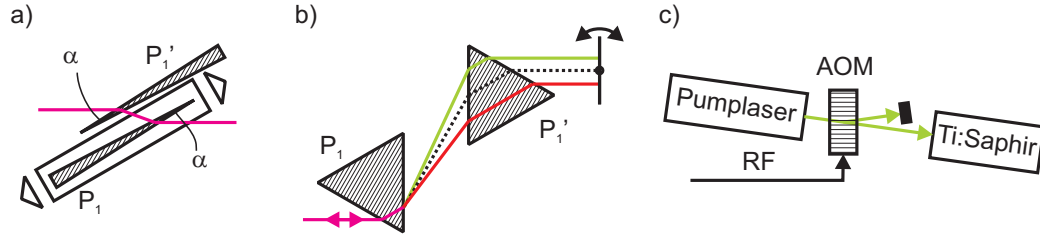


Abbildung 2.8: Möglichkeiten der Einflussnahme auf die CEP Drift. a) Materialdispersion. b) Geometrische Dispersion. c) Nichtlineare Dispersion

## 2.6 Stabilisierung der CEP Drift

In den vorhergehenden Abschnitten wurden Methoden zu Messung der CEP Drift eingeführt. Das fehlende Bindeglied zur Stabilisierung der CEP Drift ist ein Mechanismus, der eine externe Kontrolle der CEP Drift erlaubt. Ein solcher Mechanismus ermöglicht das Schließen eines Rückkoppelkreises, der die CEP Drift in eine Kopplung an eine externe Referenzphase zwingt.

### 2.6.1 Kontrolle der CEP Drift

Da Änderungen der CEP Drift aus dem Unterschied der Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Trägerwelle und der Impulseinhüllenden in dispersiven Materialien erwachsen, die vom Brechungsindex  $n$  und dem Gruppenindex  $n_g$  bestimmt werden, bedeutet Regulierung der CEP Drift im Wesentlichen Dispersionsmanagement. Idealerweise sollte der Kontrollmechanismus nur auf die CEP Drift wirken und alle anderen Laserparameter unverändert lassen (Orthogonalität). Ein anderer Aspekt bei der Wahl der Methode ist die Regelbandbreite, um auch schnelle CEP Fluktuationen besonders von Oszillatoren kompensieren zu können. Daher ist die Wahl des Kontrollmechanismus immer ein Kompromiss zwischen Orthogonalität und Regelbandbreite. Bisher wurden einige Methoden zur CEP Drift Kontrolle vorgeschlagen, die sich in drei generelle Gruppen einordnen lassen.

#### Materialdispersion

Der erste Ansatz für einen CEP Drift Modulator ist die Änderung der Materialdispersion, die vom Laserstrahl durchlaufen wird [58]. Dies kann durch Einschub von Glasscheiben unterschiedliche Dicke oder Rotation einer einzelnen Glasscheibe erreicht werden. Die gebräuchlichste Realisierung beruht auf der gegenseitigen Verschiebung von identischen Glaskeilen oder -prismen, siehe Abb. 2.8 a). Aufgrund der Massenträgheit der zu bewegendenden Objek-

te, erlaubt diese Technik keine große Regelbandbreite. Sie wird daher im Wesentlichen zur groben resonatorinternen Einstellung der CEP Drift von Oszillatoren sowie zur Manipulation von Verstärkerimpulsen benutzt.

### Geometrische Dispersion

Eine zweite Methode zur Dispersionskontrolle erfordert das Verkippen eines resonatorinternen Spiegels hinter einer Doppelprismenanordnung, die für die Dispersionskontrolle in fs-Oszillatoren verwendet wird [4], siehe 2.8 b). Diese Methode wurde von Anordnungen zum schnellen Scannen von zeitlichen Verzögerungen, die von Kwong *et al.* vorgeschlagen wurde [59], inspiriert. Das Verkippen des retroreflektierenden Spiegels hinter der Prismensequenz ändert den Anstieg der Phase  $\partial\varphi/\partial\omega$  und damit die Gruppenlaufzeit ohne den Wert von  $\varphi$  am Angelpunkt der Drehbewegung zu variieren. Diese Anordnung erlaubt schnelle Gruppenlaufzeitvariationen (bis zu 25 kHz [60]), ist aber nur auf prismenbasierte Oszillatoren anwendbar. Jedoch sind solche Systeme generell nicht besonders zur CE Phasenstabilisierung geeignet, da Strahlrichtungsschwankungen in CE Phasenrauschen konvertieren [61, 62].

### Nichtlineare Dispersion

Der heute am weitesten verbreitete CEP Modulationsmechanismus ist die Änderung der CEP Drift durch Modifikation der Pumpleistung, indem ein akustooptischer Modulator im Pumpstrahl die Pumpleistung variiert [63], siehe 2.8 c). Dies ändert die Energie und Spitzenintensität des Impulses, der im Resonator umläuft. Es wurden einige Effekte diskutiert, die eine Änderung der Impulsenergie in eine CEP Modulation konvertieren. Zum einen wurde ein nichtlinearer Versatz des Spektrums diskutiert, der zusammen mit der Restdispersion des Resonators zu einer Änderung der Umlauffrequenz führt [2]. Zum anderen wurde die Dispersion des nichtlinearen Brechungsindex  $n_2$  zur Begründung herangezogen [43, 64, 61]. Die Modifikation der Pumpleistung wirkt sich auf den nichtlinearen Phasenversatz aus, den der Impuls resonatorintern in optischen Volumenkomponenten, insbesondere dem Verstärkungsmedium selbst, erfährt. Letztendlich scheint eine Kombination aus beiden Effekten eine Rolle zu spielen.

Die Modulation der Pumpleistung ist intrinsisch schnell und ist theoretisch nur durch die Frequenz der Relaxationsoszillation des Lasers begrenzt. Praktisch begrenzt die Laufzeit der Schallwelle vom Piezoelement bis zu dem Punkt, an dem der optische Strahl das Modulatormaterial durchquert. Demgemäß konnten mit akustooptischen Modulatoren Regelungsbandbreiten von über 100 kHz realisiert werden [61]. Dennoch geht die hohe Regelbandbreite

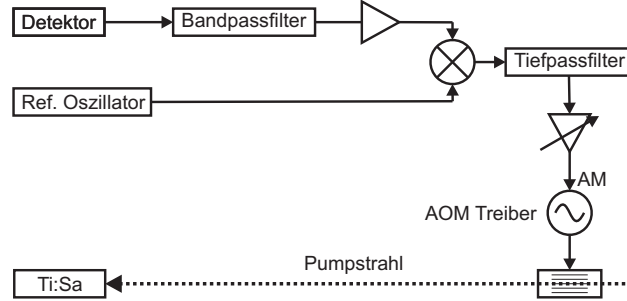


Abbildung 2.9: Realisierung einer Phasenregelschleife zur Stabilisierung der CE Frequenz. Der Detektor misst das Schwebungssignal. Der Bandpassfilter isoliert die Schwebungsfrequenz und unterdrückt die Impulsfolgefrequenz sowie parasitäre Oszillationen. Nachdem das gefilterte Signal mit dem Referenzoszillator multipliziert wurde, wird das erhaltene Signal mittels akustooptischem Modulator direkt rückgekoppelt. Das Rückkoppsignal muss entsprechend verstärkt werden, um den nötigen Phasenhub zu realisieren.

zu Lasten der Konstanz der Impulsenergie und ermöglicht nur einen kleinen Phasenkontrollbereich von einigen 100 mrad.

### 2.6.2 Rückkopplung

Für die Rückkopplung wird ein Fehlersignal generiert, indem man die gemessene CEP Drift mit einer Referenzphase vergleicht. Entsprechend der Differenz wird ein stärkeres oder schwächeres Fehlersignal erzeugt, welches dann auf ein Stellelement im Laser, das im letzten Abschnitt beschrieben wurde, zurückgeführt wird.

Beim Oszillator wird die CE Oszillation

$$V_{\text{CE}} = V_{\text{CE}}^0 \cos(\omega_{\text{CE}} + \varphi_1), \quad (2.42)$$

wobei die Phase  $\varphi_1$  sowohl die absolute CEP bei  $t = 0$  als auch die unbekannte Interferometerphase enthält, mithilfe einer Phasenregelschleife (PLL) phasenstarr an die Referenzphase  $\varphi_2$  eines RF-Oszillators

$$V_{\text{Ref}} = V_{\text{Ref}}^0 \sin(\omega_{\text{Ref}} + \varphi_2) \quad (2.43)$$

gekoppelt (siehe Abb. 2.9). Der Referenzoszillator muss phasenkohärent zur Impulsfolgefrequenz des Lasers sein, da sonst schon kleine Frequenzabweichungen eine Änderung der CEP Drift verursachen. Beispielsweise verursacht ein Fehler von 1 Hz (, d.h. etwa  $10^{-8}$  der Oszillatorimpulsfolgefrequenz) eine

Änderung der CEP Drift von  $2\pi$  in einer Sekunde. Daher wird die Referenzoszillation meist durch phasenkohärentes Teilen der Impulsfolgefrequenz erzeugt. Die Regelschleife besteht im Wesentlichen aus einem elektronischem Mischer mit nachgeschaltetem Frequenzfilter. Aus dem Mischsignal

$$V_{\text{Mix}} = 1/2 \cdot V_{\text{CE}}^0 V_{\text{Ref}}^0 (\sin(\omega_{\text{CE}} - \omega_{\text{Ref}} + \varphi_1 - \varphi_2) + \sin(\omega_{\text{CE}} + \omega_{\text{Ref}} + \varphi_1 + \varphi_2)) \quad (2.44)$$

wird mit einem Tiefpassfilter das Summensignal entfernt. Das so erzeugte Regelsignal

$$V_{\text{Regel}} = \sin(\omega_{\text{CE}} - \omega_{\text{Ref}} + \varphi_1 - \varphi_2) \xrightarrow{\omega_{\text{CE}} \rightarrow \omega_{\text{Ref}}} \sin(\Delta\varphi), \quad (2.45)$$

dass für kleine Differenzphasen  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$  linear von der Differenzphase abhängt, wird abschließend mit einem einstellbaren Verstärkungsfaktor multipliziert, um einen straffen aber stabilen Regelungsbetrieb gewährleisten zu können.

Ein derartiger Rückkopplungskreis weist einen Amplituden- und Phasengang auf. Für einen stabilen Betrieb muss die Verstärkung des rückgekoppelten Signals gerade so eingestellt sein, dass an der Durchtrittsfrequenz ( $f_{\text{Durchtritt}}$ : Verstärkung = 1) der Phasenversatz zwischen Eingangs- und Rückkopplungssignal kleiner als  $\pi$  ist, da sonst aus der Gegenkopplung eine Mitkopplung würde und das System frei zu schwingen begännen.

Bei der Stabilisierung von Verstärkerimpulsen wird der Vergleich von Mess- und Referenzphase im Computer durchgeführt, indem über das Produkt von SI Oszillation und einer Referenzschwingung gleicher Frequenz und fester Phase integriert wird. Mittels Digital-Analog-Konverter wird dies in eine Fehlerspannung umgewandelt, die dann entweder auf ein gesondertes Stellelement im Verstärker oder auf das Stellelement des Oszillators zurückgeführt werden kann, um so den Rückkopplungskreis zu schließen.

### 2.6.3 Phasenrauschen und Rauschdichten

Um das Stabilisierungsverhalten der oben beschriebenen Regelschleifen zu bewerten, wird das restliche zeitliche CE Phasenrauschen aufgenommen und spektral analysiert. Dazu wird das zu messende CE Phasenrauschsignal  $\Delta\varphi_{\text{CE}}(t)$  periodisch in Zeitabständen  $\Delta t$  idealerweise mit Deltafunktionen abgetastet

$$\Delta\varphi_{\text{CE}}^n = \sum_{n=0}^{N-1} \Delta\varphi_{\text{CE}}(t) \delta(t - n\Delta t), \quad (2.46)$$

wobei N die Anzahl der Abtastpunkte angibt. Das Abtastsignal  $\Delta\varphi_{\text{CE}}^n$  besteht also aus einer Folge äquidistanter Deltafunktionen, deren Gewichte den

Funktionswerten von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}(t)$  an den Auftretsstellen der Deltafunktion entsprechen. Zur spektralen Analyse wird die diskrete Fourier Transformation (FT) des aufgenommenen Abtastsignals berechnet

$$Y_k = FT \{ \Delta\varphi_{\text{CE}}^n \} = \sum_{n=0}^{N-1} \Delta\varphi_{\text{CE}}^n e^{-i2\pi kn/N}. \quad (2.47)$$

Da alle realen Messsignale reellwertig sind, ist das Spektrum symmetrisch um  $f = 0$ . Auf diese Weise lässt sich das beidseitige (ds) Amplitudenspektrum definieren [65]

$$S_{\text{peak}}^{\text{ds}} = \frac{Y_k}{N}. \quad (2.48)$$

Bei einem zweiseitigen Spektrum teilen sich positive und negative Hälfte des Spektrums die Energie zu gleichen Teilen. Um ein zweiseitiges in ein einseitiges (ss) Spektrum zu konvertieren, beschneidet man daher das Spektrum um die Hälfte mit  $f < 0$  und multipliziert jeden Wert außer den Wert bei  $f = 0$  mit 2

$$S_{\text{peak}}^{\text{ss}} = \begin{cases} \frac{Y_k}{N} & , k = 0 \\ 2 \cdot \frac{Y_k}{N} & , k = 1 \dots \frac{N}{2} - 1. \end{cases} \quad (2.49)$$

In dieser Darstellung würde ein oszillierendes Zeitsignal durch ein Maximum mit der Höhe des Scheitelwertes der Oszillation bei der entsprechenden Frequenz repräsentiert. Um Effektivwerte (rms) zu erhalten, müssen alle oszillatorischen Komponenten mit  $1/\sqrt{2}$  multipliziert werden

$$S_{\text{rms}}^{\text{ss}} = \begin{cases} \frac{Y_k}{N} & , k = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{2}} \cdot \frac{Y_k}{N} & , k = 1 \dots \frac{N}{2} - 1. \end{cases} \quad (2.50)$$

Das Amplitudenspektrum ist eng mit dem Leistungsspektrum verwandt, das sich im Wesentlichen durch Quadrieren des Amplitudenspektrums berechnen lässt

$$PS_{\text{rms}}^{\text{ss}} = \begin{cases} \frac{Y_k \cdot Y_k^*}{N^2} & , k = 0 \\ 2 \cdot \frac{Y_k \cdot Y_k^*}{N^2} & , k = 1 \dots \frac{N}{2} - 1. \end{cases} \quad (2.51)$$

Formal kann man auf diese Weise ebenfalls ein Kreuzleistungsspektrum definieren

$$PS_{\text{rms};1,2}^{\text{ss}} = \begin{cases} \frac{Y_k^1 \cdot Y_k^{*1}}{N^2} & , k = 0 \\ 2 \cdot \frac{Y_k^2 \cdot Y_k^{*2}}{N^2} & , k = 1 \dots \frac{N}{2} - 1. \end{cases} \quad (2.52)$$

Die Messung von Rauschstärken hängt von der Bandbreite  $\Delta f$  der Messung ab, die ihrerseits durch die Abtastrate  $1/\Delta t$  und die Anzahl der Abtastpunkte  $N$  bestimmt ist. Betrachtet man den Rauschteppich eines Leistungsspektrums, so wird innerhalb jedes Frequenzschritts das Rauschen über  $\Delta f$  integriert. Mit anderen Worten erscheint die Rauschstärke bei jeder Frequenz  $f$ ,

als wäre sie mit einem Filter der Breite  $f \pm \Delta f/2$  gemessen worden. Verdoppelt man also die Anzahl der Abtastpunkte bei gleichbleibender Abtastrate, reduziert sich die Rauschstärke innerhalb jedes Frequenzschritts um 3 dB. Diskrete Frequenzkomponenten hingegen haben theoretisch die Bandbreite Null und skalieren daher nicht mit der Messbandbreite.

Aufgrund der Skalierung der Rauschstärke mit  $\Delta f$  werden die Spektren häufig in normalisierten Formen dargestellt. Diese werden als spektrale Leistungsdichte (PSD) oder Phasenrauschdichte (PND) bezeichnet

$$\text{PSD} = \frac{\text{PS}_{\text{rms}}^{\text{ss}}}{\Delta f} \quad ; \quad \text{PSD}_{1,2} = \frac{\text{PS}_{\text{rms};1,2}^{\text{ss}}}{\Delta f} \quad ; \quad \text{PND} = \frac{S_{\text{rms}}^{\text{ss}}}{\sqrt{\Delta f}}. \quad (2.53)$$

Die quadrierte spektrale Kohärenz zwischen zwei spektralen Leistungsdichten berechnet sich zu

$$C_{1,2} = \frac{|\text{PSD}_{1,2}|^2}{\text{PSD}_1 \cdot \text{PSD}_2}. \quad (2.54)$$

Diese spektrale Kohärenz hat Werte im Bereich  $[0; 1]$  und eignet sich zum spektralen Vergleich von Signalen. Sie gibt an, wie gut sich zwei Signale 1 und 2 bei jeder Frequenz entsprechen.

Die spektrale Leistungsdichte normiert das einseitige rms-Leistungsspektrum zu dem Spektrum, das man mit einem rechteckförmigen Filter der Breite 1 Hz gemessen hätte. Dies wird vornehmlich zum Vergleich von Rauschstärken benutzt. Zur Interpretation von Rauschdaten ist es häufig nützlich, die Rauschleistungsdichte entsprechend

$$\text{IPN}(f_{\text{low}}) = \sqrt{\int_{f_{\text{low}}}^{f_{\text{high}}} \text{PSD}(f) df} \quad (2.55)$$

zu integrieren. Die Integration umfasst den Bereich von der variablen unteren Frequenz  $f_{\text{low}}$ , die jede messbare Frequenz zwischen Null und der oberen Grenzfrequenz  $f_{\text{high}}$  sein kann und einer Beobachtungszeit  $T_{\text{meas}} = 1/f_{\text{low}}$  entspricht.  $f_{\text{high}}$  ist durch die höchste Fourierfrequenz gegeben  $f_{\text{high}} = 1/(2 \cdot \Delta t)$  und kann bis zur Impulsfolgefrequenz  $f_{\text{Rep}}$  gehen. Das integrierte Phasenrauschen IPN kann als Breite der Standardabweichung des Phasenschwankungsbereichs interpretiert werden.

#### 2.6.4 In-Loop und out-of-Loop Charakterisierung

Das Fehlersignal einer Phasenregelschleife im geschlossenen Zustand erlaubt die Bewertung, wie gut die zu regelnde Oszillation mit der Referenzschwingung innerhalb der Stabilisierungsschleife übereinstimmt. Daher kann die im letzten Abschnitt beschriebene Analyse des Phasenrauschens mit dem

kalibrierten Fehlersignal der Stabilisierung durchgeführt werden. In diesem Fall spricht man von einer in-Loop Messung, da Stabilisierungssignal und Evaluation der CEP Drift mit einem einzigen  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer durchgeführt werden. Das so gemessene Phasenrauschen lässt Aussagen über die Effektivität des Regelkreises zu, allerdings gibt sie im Allgemeinen nicht den wahren Wert des CEP Rauschens des Lasers wieder, da auf diese Weise Rauschquellen außerhalb des Lasers unberücksichtigt bleiben. Für einen aktiv stabilisierten Laser wird resonatorexternes Rauschen (z.B. elektronisches Rauschen, Interferometerrauschen, Phasenrauschen, das während der Weißlichterzeugung auftritt) auf den Ausgang übertragen, da die Regelschleife das gesamte Rauschen zu korrigieren versucht, das sich aus resonatorinternen und -externen Schwankungen zusammensetzt. Für eine verlässliche Charakterisierung des CEP Rauschens ist es daher nötig, ein zweites  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer (out-of-Loop) zur Rauschmessung unabhängig vom Stabilisierungskreis heranzuziehen. Die beschriebenen externen Rauschbeiträge können zu in-Loop Messungen führen, die bis zu zehnmal kleiner sind als die entsprechende out-of-Loop Bewertung des Phasenrauschens [60].





# Kapitel 3

## Charakterisierung von Detektionssystemen

In Aufbauten zu Charakterisierung und Stabilisierung der CEP Drift treten häufig Probleme auf, die häufig nicht vom Experimentator wahrgenommen werden. Diese entstammen parasitären Rauschbeiträgen, welche unbemerkt während der Detektion aufgenommen werden, aber nicht vom Laser selbst herrühren. Auf diese Weise wird die Performance einer Stabilisierung korumpiert. Daher werden zu Beginn der Arbeit diese parasitären Beiträge analysiert, um sie in verbesserten Aufbauten zu beseitigen, so dass mithin eine optimierte Stabilisierung ermöglicht wird. Zunächst wird das Interferometer-rauschen unterschiedlicher Interferometertypen bei der Oszillatorstabilisierung erstmalig systematisch untersucht und verglichen. Ein zweiter Versuch analysiert das Detektionsrauschen und dessen Einfluss auf die Messbandbreite bei der CEP Messung in Verstärkersystemen, was in die Entwicklung eines empfindlichen Detektionsaufbaus mit voller Messbandbreite mündet. Darüber hinaus wird im dritten Teil ein orthogonaler CEP-Drift-Modulator demonstriert, der die unerwünschten Variation weiterer Laserparameter durch derzeitige Modulationsverfahren auf ein Minimum reduziert.

### 3.1 Rauschenanfälligkeit verschiedener Interferometertopologien

Die ersten Versuche, welche die Funktionalität eines  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers demonstrierten, benutzten eine Mach-Zehnder (MZ) Interferometerkonfiguration [4], siehe Abb. 3.1 a). Diese Zweiarmsgeometrie erfuhr speziell in kommerziellen Systemen die größte Verbreitung. Da wegen der im harmonischen Arm nötigen Frequenzverdopplung die MZ Geometrie nur schwer zu minia-

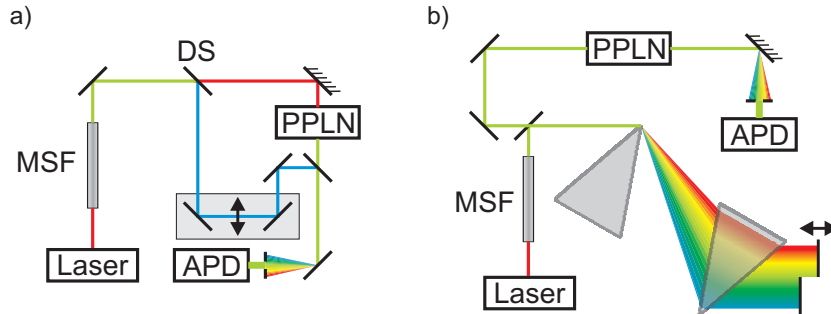


Abbildung 3.1: Veranschaulichung unterschiedlicher Zweiarmininterferometerkonfigurationen. MSF: Mikrostrukturfaser zur spektralen Verbreiterung. PPLN: periodisch gepolter Lithiumniobatkristall zur Frequenzverdopplung bei 1060 nm. APD: Lawinenphotodiode zur Detektion des Schwebungssignals. a) Mach-Zehnder Konfiguration. Fundamentale und harmonische Komponenten werden räumlich durch einen dichroitischen Spiegel (DS) getrennt, so dass anschließend leicht der Gruppenlaufzeitunterschied zwischen den spektralen Komponenten kompensiert werden kann. b) Quasi Common Path (QCP) Konfiguration. Hier erfolgt die räumliche Aufspaltung mittels Prismensequenz. Die Kompensation des Gruppenlaufzeitunterschiedes des retroreflektierten Strahls wird mit einem leicht vertikal verkippten, geteilten Spiegel erreicht.

turisieren ist, ist sie aufgrund der vergleichsweise langen, räumlich getrennten Interferometerarmlängen sensibel gegenüber Rauschen, das durch relative Schwankungen der Armlängen erzeugt wird. Diese können durch verschiedene resonante Vibrationen der optischen Komponenten, angeregt vom Geräuschhintergrund im Labor, verursacht werden. Zusätzlich können Luftströmungen und thermische Drift weiteres Rauschen hinzufügen. Zusammenfassend werden solche Rauschbeiträge als Interferometerrauschen bezeichnet, wie in Abschnitt 2.6.4 besprochen. Daher sind einige Arbeitsgruppen zu Michelsonkonfigurationen übergegangen [66]. Jedoch ist es generell schwierig, die Armlängen bei Zweiarmininterferometern auf unter etwa 1 cm zu reduzieren. Darüber hinaus zeigen Versuche mit aktiv stabilisierten Interferometerarmen, dass parasitäres Interferometerrauschen etwa die Hälfte des CE Phasenrauschens von Verstärkersystemen ausmachen kann [67]. Folglich ist es unumgänglich, eine stabilere Interferometergeometrie zu finden, so dass bessere CEP Stabilisierungsergebnisse erzielt werden können.

### 3.1.1 Die Quasi Common Path Interferometerkonfiguration

Das Problem des Interferometerrauschens kann durch die Verwendung so genannter Common Path Interferometer, bei denen beide Interferometerarme koinzident verlaufen, vermieden werden. Solche Geometrien werden standardmäßig zur Messung der CEP Drift von Verstärkersystemen verwendet [38], jedoch wurden bisher solche Anordnungen zur Charakterisierung von Oszillatoren [33] nur bei Faserlasern eingesetzt [68, 69]. Für oktavenbreite Oszillatoren ist die Umsetzung eines Common Path Aufbaus problemlos, wie z.B. von Fuji *et al.* vorgeschlagen wurde [70]. Allerdings ist man mit diesem Verfahren gezwungen, den Oszillator im Regime maximaler Bandbreite zu betreiben, was häufig einen instabilen Betriebsmodus verursacht. Für Oszillatoren, die zur Erfüllung der Oktavenbedingung eine nachträgliche spektrale Verbreiterung benötigen, wird, bisher im Wesentlichen nur von einer Arbeitsgruppe, eine Quasi Common Path (QCP) Konfiguration verwendet [71, 72, 73] (siehe Abb. 3.1 b)). Der Hauptgrund, der hier gegen die Benutzung einer kollinearen Geometrie spricht, ist die durch die Gesamtdispersion des Aufbaus erzeugte Gruppenlaufzeitdifferenz zwischen den  $\nu$  und  $2\nu$  Komponenten. Für das Heterodyn-Verfahren darf der Gruppenlaufzeitunterschied die Kohärenzzeit  $\tau_c$  der gefilterten spektralen Komponenten nicht überschreiten oder der Gruppenlaufzeitunterschied muss nachkompensiert werden (für einen rechteckförmigen Interferenzfilter mit  $\lambda_c = 530$  nm und  $\Delta\lambda = 10$  nm ergibt sich  $\tau_c \approx 90$  fs;  $\tau_c$  definiert nach [54]). Wenn eine MSF zur spektralen Verbreiterung benutzt wird, akkumuliert sich die Gesamtgruppenlaufzeitdifferenz schnell zu Pikosekunden [53]. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass die Gruppenlaufzeitdispersion in einem QCP Interferometer kompensiert werden kann, wobei die Robustheit von kollinearen Geometrien gegen Interferometerrauschen erhalten bleibt.

### 3.1.2 Performancevergleich

Um die Rauschsensitivität unterschiedlicher Interferometer systematisch zu vergleichen, wird ein kommerzieller 87,4 MHz Ti:Saphir Laseroszillator (Femtolasers, Femtosource Scientific Pro) eingesetzt, dessen 10 fs-Impulse in einer 15 cm langen MSF spektral verbreitert werden. Betrachtet man die Dispersion der MSF und geht davon aus, dass die neuen spektralen Komponenten im ersten Zentimeter der MSF erzeugt werden, die dann im Wesentlichen weiter propagieren, so sind fundamentale und harmonische Komponenten nach der Faser um etwa 1,5 ps zeitlich getrennt [53]. Bei der QCP Konfiguration wird die Kompensation dieses relativ großen zeitlichen Versatzes mithilfe

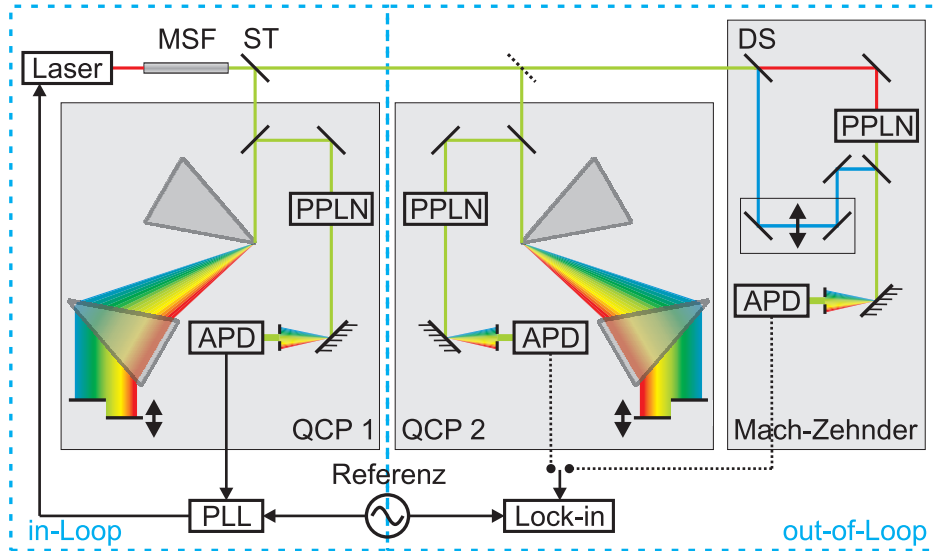


Abbildung 3.2: Illustration des Messaufbaus. Abkürzungen wie in Abb. 3.1  
 ST: Strahlteiler. Die Prismen (N-SF11) sind im Abstand von 15 cm angeordnet, um die räumliche Trennung zu erhalten.

einer Prismensequenz erreicht, deren Scheitelpunktabstand etwa 15 cm beträgt. Diese spaltet die einzelnen spektralen Komponenten so auf, dass infrarote Anteile bei 1060 nm und Beiträge bei der harmonischen Wellenlänge 532 nm makroskopisch voneinander getrennt sind. Das infrarote und sichtbare Licht wird dann jeweils separat unter einem kleinen horizontalen Winkel mit einem geteilten Spiegel zurück reflektiert. Man benötigt etwa 4 mm Weglängenunterschied zwischen beiden Interferometerarmen, um die Gruppenlaufzeitdifferenz der MSF zu kompensieren. Der gesamte optische Weg, der nicht vollständig kollinear zurückgelegt wird, beträgt etwa 55 cm und der geteilte Endspiegel ist die einzige optische Komponente, die nicht von beiden Teilstrahlen gemeinsam passiert wird. Allerdings sei hierzu bemerkt, dass die transversale räumliche Trennung über den nichtkollinearen Weg nur wenige Millimeter beträgt. Der retroreflektierte Strahl wird mit einer Linse mit 18 mm Brennweite in einen periodisch gepolten Lithiumniobatkristall fokussiert, dessen Periode auf die Frequenzverdopplung von 1060 nm angepasst ist. Das erzeugte Licht bei 530 nm wird spektral gefiltert und mit einer Lawinendiode detektiert, siehe QCP 2 in Abb. 3.2. Das Signal der Photodiode wird der Stabilisierungselektronik zugeführt, welche die CE Frequenz auf ein Viertel der Impulsfolgefrequenz stabilisiert.

Zum Vergleich wurde ein konventionelles MZ Interferometer aufgebaut, siehe Abb. 3.2. Hier werden fundamentale und harmonische Komponenten mit

einem dichroitischen Spiegel in zwei räumlich getrennte Interferometerarme aufgespaltet. Anschließend kann die Frequenzverdopplung und die Anpassung des zeitlichen Versatzes in den separaten Armen vorgenommen werden. Wie oben schon angesprochen, macht die räumliche Trennung und die Anzahl von optischen Komponenten, die nicht von beiden Teilstrahlen durchlaufen werden, die Mach-Zehnder Konfiguration anfällig gegenüber externen Störungen, wie z.B. Luftströmungen oder akustischen Vibrationen. Dennoch wurde versucht, die getrennten Armlängen minimal zu halten (ca. 20 cm).

Um eine objektive Bewertung des Phasenrauschens sicherzustellen, wurde ein out-of-Loop Messverfahren angewendet (siehe Abschnitt 2.6.4). Es beruht auf zwei Interferometern, wobei das erste Interferometer das Signal für die Regelschleife erzeugt und das Zweite die CEP Drift unabhängig überprüft. Im hier beschriebenen Aufbau wird durchgehend ein QCP Interferometer als in-Loop Interferometer benutzt (QCP 1). Die out-of-Loop Messung wird entweder mit einem zweiten QCP (QCP 2) oder einem MZ Interferometer durchgeführt. In jedem der drei Interferometer wurde ein vergleichbares Schwebungssignal von etwa 30 dB über dem Rauschhintergrund gemessen (Auflösungsbandbreite RBW = 100 kHz). Darüber hinaus werden mögliche zusätzliche Rauschbeiträge durch die MSF eliminiert, indem die beiden Teilstrahlen für in-Loop und out-of-Loop Interferometer erst hinter der MSF geteilt werden. Dies gewährleistet einen exklusiven Vergleich des Interferometerauschens im MZ und QCP Aufbau.

### Ungekapselte Messung

Im Folgenden werden zeitliche CE Phasenrauschmessungen des out-of-Loop Interferometers gezeigt und spektral analysiert. Zunächst wurden zur Demonstration Messungen ohne Kapselung der Interferometer durchgeführt, so dass keine Abschirmung gegen Akustik und Luftströmung gewährleistet war. Das gemessene out-of-Loop CE Phasenrauschen in Abb. 3.3 a) zeigt eine eindeutig bessere Performance der QCP Geometrie. Während das MZ Interferometer ausgeprägte Drift und Phasenunregelmäßigkeiten offenbart, weist die QCP Konfiguration keine Drift auf. Das führt zu einer Standardabweichung der Phasenschwankung von 1,58 rad für den MZ Aufbau, was etwa dreimal so groß ist wie die 550 mrad der QCP Anordnung. Abb. 3.3 b) zeigt die detaillierte Analyse der spektralen Komponenten des Phasenrauschens. Im ungeschirmten Fall unterscheiden sich beide Geometrien im akustischen Bereich (100 bis einige kHz) nur unwesentlich, wohingegen beide Kurven für Frequenzen kleiner 100 Hz divergieren. Diese Divergenz entspricht langsamer Drift, die schon auf den Zeitreihen zu sehen waren und aufgrund der langsamen zeitlichen Entwicklung einem Druckgradienten der Umgebungs-

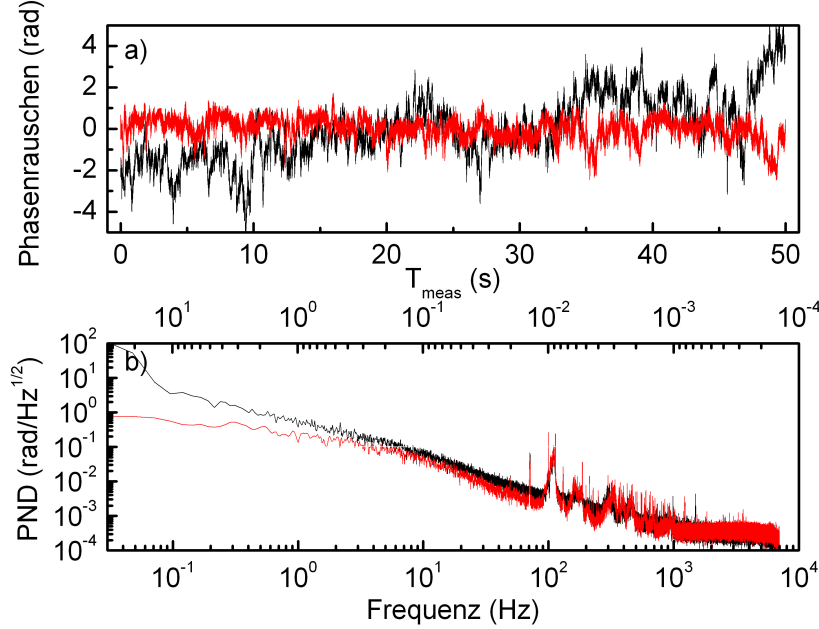


Abbildung 3.3: Messergebnisse, ohne Abschirmung. Rot: QCP, schwarz: MZ. a) CE Phasenrauschen über der Beobachtungszeit. Restliches rms Phasenrauschen: 1,58 rad (MZ), 550 mrad (QCP). b) Phasenrauschdichte über Frequenz und Beobachtungszeit.

luft zugeordnet werden. Diese Untersuchung bestätigt die erwartete, größere Robustheit des QCP Aufbaus vor allem gegen Luftströmungen infolge der annähernd koinzidenten Strahlwege.

### Gekapselte Messung

In einem zweiten Experiment wurden die Messungen wiederholt. Allerdings wurden diesmal die externen Störungen auf ein Minimum reduziert, indem das out-of-Loop Interferometer gekapselt wurden. Die Zeitreihen des gemessenen CE Phasenrauschens sind in Abb. 3.4 c) dargestellt. Zusätzlich wurde die Messung um das kalibrierte Fehlersignal der Regelschleife erweitert, was eine Bewertung des in-Loop CEP Rauschens ermöglicht. Wie bereits von anderen Gruppen bestätigt [60], unterschätzt die in-Loop Standardabweichung den out-of-Loop gemessenen Wert um nahezu eine Größenordnung. Diese Diskrepanz hebt erneut die Notwendigkeit von out-of-Loop Messungen hervor, um das CEP Rauschen verlässlich zu bewerten. Ein Vergleich der beiden out-of-Loop Messreihen offenbart die Überlegenheit der QCP Geometrie, die sich durch ein um  $>40\%$  reduziertes CE Phasenrauschen (150 mrad) vom

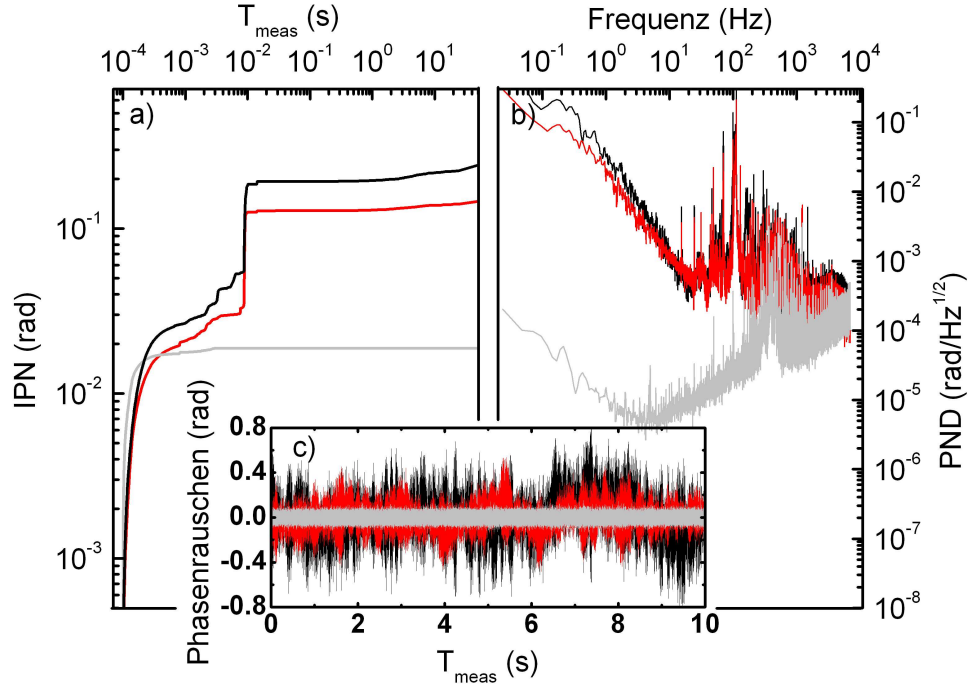


Abbildung 3.4: Messergebnisse, mit Abschirmung. Rot: QCP, schwarz: MZ, grau: in-Loop. a) Integriertes Phasenrauschen über der Beobachtungszeit. b) Phasenrauschdichte über der Frequenz. c) 10 s Abschnitt einer Messung des CE Phasenrauschens über 120 s. Restliches rms Phasenrauschen über die gesamte Messung: 240 mrad (MZ), 150 mrad (QCP), 20 mrad (in-Loop).

MZ Aufbau (240 mrad) abhebt. Die spektrale Analyse in Abb. 3.4 b) eröffnet, dass der Unterschied im Wesentlichen auf einer Rauschunterdrückung im akustischen Band über 100 Hz beruht. Dies wird noch transparenter, wenn man das IPN in Abb. 3.4 a) betrachtet. Hier erscheinen die Beiträge der Nadeln der PND als deutliche Stufen bei etwa 95, 100, 400, 800 und 900 Hz im rms Phasenrauschen. Die größte Stufe zeigt sich bei ca. 100 Hz in beiden Messreihen mit einer vergleichbaren Höhe von etwa 110 mrad, wohingegen die kleineren Stufen im Signal des MZ Interferometers viel deutlicher mit einer Höhe von etwa 10 mrad hervortreten. Daher werden die geringeren Stufen im akustischen Band resonanten Schwingungen der Optikhalter, verursacht durch Betriebsgeräusche im Labor, zugeschrieben, die den MZ Aufbau stärker als die QCP Anordnung beeinträchtigen. Es lässt sich leicht abschätzen, dass die 10 mrad, übertragen auf den entsprechenden optischen Wellenlängenbereich, einer rms Schwingungsamplitude von weniger als 1 nm genügen. Alternativ lässt sich die unterschiedliche Sensitivität der beiden Interfero-

metertypen gegenüber Rauschen ebenfalls durch Luftströmungen erklären. Es wären leichte Ablenkungen der Strahlen denkbar, die durch thermisch oder akustisch verursachte Brechzahlvariationen entlang des Strahlengangs induziert sind. Effekte solcher Art zeichnen maßgeblich für die beobachteten Unterschiede in Abb. 3.3 verantwortlich. Bezüglich Luftströmungen zeigt ein QCP Interferometer mit 2 mm Strahlabstand numerischen Simulationen zufolge eine etwa 100-mal geringere Sensitivität gegenüber einem Michelson- oder MZ Aufbau, bei ansonsten gleichen Armlängen.

Allerdings erscheint in beiden Kurven das stärkste stufenartige Merkmal bei 100 Hz mit gleicher Stufenhöhe von etwa 110 mrad. Die ausgezeichnete Frequenz und das Auftreten in beiden Interferometern macht einen akustischen Hintergrund eher unwahrscheinlich. Außerdem zeigen akustische Phänomene relativ breitbandige Resonanzen, wohingegen parasitäres Rauschen elektronischer Natur sich häufig durch sehr schmalbandige Signale auszeichnet [74]. Der mutmaßliche Ursprung des schmalbandigen Rauschbeitrages bei 100 Hz konnte bis zum Schaltnetzteil der kommerziellen Regelelektronik (Menlo Systems, XPS800) zurückverfolgt werden, welches eine Restwelligkeit von 100  $\mu$ V bei 100 Hz aufweist.

Schließlich zeigt das IPN für lange Beobachtungszeiten einen leichten Anstieg, der wiederum für das MZ Interferometer stärker ausgeprägt ist. Dieser Anstieg stammt möglicherweise von thermischer Drift der Interferometer, die sich trotz der Kapselung nicht vollständig ausschließen lässt.

Die Analyse trennt deutlich verschiedene Beiträge zur häufig beobachteten Diskrepanz zwischen in-Loop und out-of-Loop Messungen. Während die hohe akustische Sensitivität der MZ Anordnung mit etwas weniger als der Hälfte zum beobachteten Restrauschens beiträgt, könnte die Beseitigung der Netzteilrestwelligkeit die restlichen Phasenschwankungen bis auf etwa 30 mrad reduzieren, was vergleichbar mit dem in-Loop Wert ist und damit eine Verbesserung der von anderen Gruppen berichteten Messungen um etwa eine Größenordnung bedeuten würde. Nachdem nun das Rauschen der CEP Drift Charakterisierung von Oszillatoren diskutiert wurde, soll nun im nächsten Abschnitt die CEP Drift Detektion von Verstärkersystemen genauer untersucht werden.

## 3.2 Detektionsrauschen und Bandbreitenbegrenzung

Bisher beruhen Messung und Stabilisierung der CEP Drift von Verstärkersystemen mit Impulsfolgefrequenzen im Bereich bis einige kHz bis auf einzelne



Ausnahmen auf spektraler Interferometrie (Abschnitt 2.4.1), wobei die Information über die CEP Drift in der Phase des Interferenzstreifenmusters kodiert ist. Dieses Muster wird standardmäßig mit einer CCD Kamera ausgelesen, die in der Bildebene eines Spektrographen angebracht ist. Obwohl Zeilenkameras, die solche Streifenmuster mit Zeilenfrequenzen im kHz Bereich auslesen könnten, verfügbar sind, zwingen die geringen Lichtleistungen pro Laserschuss gewöhnlich zur Mittelung über etwa 10 Impulse, um relevante Aussagen treffen zu können. Die numerische Nachverarbeitung der Daten zur Phasenextraktion kann weitere Verzögerungen verursachen, so dass für Echtzeitanwendungen, wie z.B. CEP Stabilisierung, die Phasenaktualisierungsrate bei einigen 10 Hz limitiert ist.

Out-of-Loop Messungen des CEP Restrauschens von stabilisierten Oszillatoren zeigen Werte von bestenfalls etwa 100 mrad [70] wohingegen die mithilfe des oben beschriebenen Verfahrens gemessenen in-Loop Werte für Verstärkersysteme zwischen 100 und 300 mrad schwanken [75, 76]. Solche Messungen sind grundsätzlich infolge der immanenten zeitlichen Mittelung nicht geeignet, die Frage nach dem Ursprung des CE Phasenrauschens des Verstärkers zu beantworten. Prinzipiell sind zwei bisher ununterscheidbare Szenarien vorstellbar, die sich in der Größe der durch die Mittelung verursachten Fehleinschätzung stark unterscheiden.

Einerseits kann das CE Phasenrauschen des Verstärkers im Wesentlichen das weitergegebene Rauschen der Oszillatorstabilisierung abbilden, welches von einer  $1/f$  Charakteristik dominiert wird. In diesem Fall würde man einen geringen Fehler der Charakterisierung erwarten [77]. Andererseits können neue Rauschbeiträge während des Verstärkungsprozesses hinzugefügt werden. Diese wären, vor allem, wenn es sich um schnelle Fluktuationen nah der Impulsfolgefrequenz des Verstärkers handelt, mit dem herkömmlichen Verfahren nicht aufzulösen. Solche schnellen Fluktuationen können beispielsweise durch ein Übersprechen von Amplitudenschwankungen des Verstärkerpump-lasers in CEP Rauschen verursacht werden. Als Kopplungsprozess ist die gleiche nichtlineare Phasenverschiebung denkbar, die eine Variation der CEP Drift des Oszillators mittels Modulation der Pumpleistung erlaubt (siehe Abschnitt 2.6.1). Im ungünstigsten Fall zeigen die Amplitudenschwankungen der Verstärkerpumpe ein statistisches weißes Rauschspektrum (z.B. bei Gauß'scher Rauschstatistik). Nimmt man ein über  $N$  Laserschüsse gemitteltes CE Phasenrauschen des Verstärkers von 100 mrad an, kann in diesem Fall das Phasenrauschen auf Einzelschussbasis bis auf  $\sqrt{N} \cdot 100$  mrad anwachsen [56], womit die traditionelle Charakterisierung den realen Wert des Rauschens stark unterschätzen würde. Tatsächlich scheinen kürzlich erzielte Ergebnisse zur Einzelschussphasencharakterisierung, auf einen Einfluss des Pumplasers zu verweisen [78]. Eine solche Analyse der dem Verstärkerrauschen zugrunde

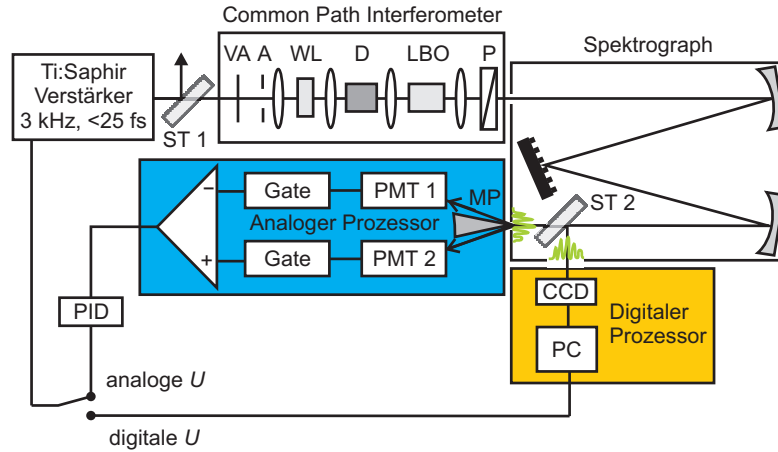


Abbildung 3.5: Skizze des Messaufbaus. VA: variabler Abschwächer. A: Aper-  
tur. WL: Weißlichterzeugung. D: dispersives Verzögerungselement. LBO: Li-  
thiumtriborat, phasenangepasst bei 1000 nm. P: Polarisator. ST: Strahltei-  
ler. MP: Metallprisma. PMT: Photomultiplier. Gate: Boxcar-Integrator. PID:  
Proportional-Integral-Differential Regler

liegenden Mechanismen ist bisher nicht möglich, da dazu ein nur durch das Schrottrauschen begrenztes CEP Drift Detektionsverfahren nötig wäre.

Im Folgenden soll ein CEP Drift Messprinzip vorgestellt werden, das voll-  
ständig auf analoger Elektronik basiert und damit jede numerische Nachver-  
arbeitung überflüssig macht. Indem viele Quellen technischen Detektionsrau-  
schens beseitigt werden, ermöglicht dieses Verfahren die Messung der CEP  
Drift bei erhöhter Sensitivität zusammen mit Einzelschussauflösung und Ak-  
tualisierungsraten im kHz Bereich und erlaubt damit erstmalig eine detail-  
lierte Analyse der physikalischen Hintergründe des CE Phasenrauschens von  
Verstärkersystemen.

### 3.2.1 Messung der CEP Drift mit Einzelschussauflö- sung

Der optische Aufbau des verwendeten  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers (siehe Abb. 3.5)  
gleicht im Wesentlichen dem schon oben besprochenen Common Path Aufbau  
von Kakehata *et al.* [38]. Es wurde ein kommerziell erhältliches Verstärkersys-  
tem benutzt mit einer Impulsfolgefrequenz von 3 kHz, das einen CEP-Drift-  
stabilisierten Oszillator verstärkt und von einem diodengepumpten Nd:YAG  
Laser getrieben wird. Die Impulsenergie weist Schwankungen von  $< 1.8\%$  auf.  
Zur Stabilisierung des gesamten Systems wird jeweils die Leistung des Oszil-  
latorpumpasers moduliert. Zur Messung der CEP Drift, wird ein Teil der

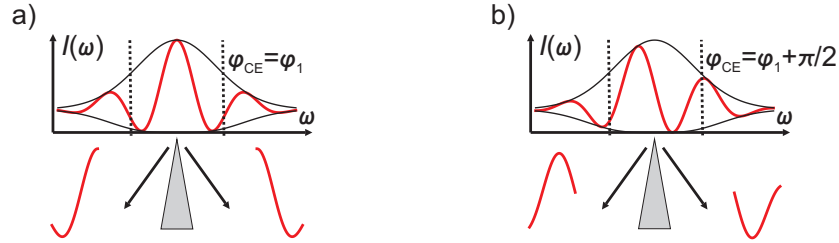


Abbildung 3.6: Prinzip der analog-elektronischen Phasenauswertung von räumlichen Interferenzstreifenmustern. Die gepunkteten Linien geben die angenommene Breite der Austrittsschlitzblende des Spektrographen an. Das transmittierte Licht wird entsprechend der Phasenlage des Musters symmetrisch (siehe a)) oder asymmetrisch (siehe b)) geteilt, und anschließend werden die beiden Teilstrahlen einzeln detektiert. Auf diese Weise wird die Phasenmessung in die Messung zweier Impulsenergien überführt, deren Differenz proportional zur Phasenlage ist.

Ausgangsleistung in einer 2 mm dicken Saphirplatte spektral verbreitert. Ein variabler Abschwächer und eine variable Apertur werden zur Optimierung des Weißlichtes für die  $\nu$ - $2\nu$  Interferometrie benutzt [79]. Das generierte Weißlicht wird in einen 1 cm langen Lithiumtriborat (LBO) Kristall fokussiert, um eine nichtkritisch phasenangepasste Frequenzverdopplung bei 1000 nm zu erreichen. Es wurde eine nichtkritische Phasenanpassung gewählt, um einen Walk-off<sup>1</sup> zu vermeiden und so die Koinzidenz der Interferometerarme zu gewährleisten. Die Bandbreite der Phasenanpassung beträgt etwa 6 nm. Da die Polarisation der harmonischen senkrecht zur fundamentalen Welle verläuft, wird ein Polarisator zur Projektion beider Komponenten bei 500 nm auf eine Achse verwendet. Die resultierende SI wird anschließend in einem Spektrographen analysiert. Zwischen Weißlichterzeugung und Frequenzverdopplung dient ein dispersiver Glasblock zur Anpassung des Gruppenlaufzeitunterschiedes zwischen fundamentalen und harmonischen Komponenten und somit zur Anpassung der Streifenperiode der SI. Eine Periode von 1 nm erwies sich sowohl für die Analyse mit dem analog-elektronischen Aufbau als auch für die Auswertung mittels CCD Kamera als geeignet.

Das Einfügen eines Inconel-Strahlteilers in den Spektrographen (ST 2 in Abb. 3.5,  $R/T \approx 1$ ) ermöglicht die simultane Detektion in zwei Ausgangskanälen. In einem Kanal wird eine CCD Zeilenkamera mit kHz Aktualisierungsrate platziert, während im anderen Kanal eine mit einer kalibrierten

<sup>1</sup>Im Allgemeinen zeigen in einem anisotropen Medium Poyntingvektor und Wellenvektor nicht in die gleiche Richtung. Es sei denn, man strahlt entlang einer Hauptachse des Indexellipsoids ein.

Mikrometerschraube justierbare Schlitzblende angebracht ist. In die Schlitzblende wird ein kleines Metallprisma eingebaut, so dass der Scheitelpunkt des Prismas symmetrisch zwischen den Klingen des Schlitzes positioniert ist. Die polierten Flächen des Prismas reflektieren das Licht auf zwei identische Bialkali-Photomultiplier, die im blau-grünen Spektralbereich eine Quanteneffizienz von etwa 30% aufweisen. Die Signale der beiden Photomultiplier werden von zwei Boxcar-Integratoren ausgelesen und anschließend voneinander subtrahiert. Das Deaktivieren der Oszillatorstabilisierung ermöglicht zu Beginn die Justage der Prismenposition solchermaßen, dass der transmittierte Strahl symmetrisch geteilt wird. Die Differenzspannung variiert sinusförmig mit der CEP Drift, die in das Streifenmuster kodiert ist, so dass die Detektion in einem Eindeutigkeitsbereich  $[-\pi/2, \pi/2]$  ermöglicht wird, siehe Abb. 3.6. Zur Verdeutlichung des sinusförmigen Verhaltens sei vereinfachend angenommen, dass die Bandbreite der Frequenzverdopplung sehr groß gegen die Periode des SI Muster ist, so dass die SI Oszillation im zentralen Bereich als reine Kosinusschwingung betrachtet werden kann. Weiterhin sei angenommen, dass die Schlitzbreite der Blende genau mit einer Oszillationsperiode übereinstimmt. Für diesen Fall ergibt sich das nach den beiden Integratoren gemessene Signal unter Anwendung der Additionstheoreme zu

$$\begin{aligned} S_1(\varphi_0) &= \int_0^\pi \cos(\varphi + \varphi_0) d\varphi & S_2(\varphi_0) &= \int_{-\pi}^0 \cos(\varphi + \varphi_0) d\varphi \\ &= -2 \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi_0\right) & &= -2 \cos\left(-\frac{\pi}{2} + \varphi_0\right), \end{aligned} \quad (3.1)$$

wobei  $\varphi_0$  die Phase der SI Oszillation ist. Die Differenz beider Signale zeigt die sinusartige Abhängigkeit

$$S_1(\varphi_0) - S_2(\varphi_0) = 4 \cdot \sin(\varphi_0). \quad (3.2)$$

Exakte numerische Simulationen zeigen, dass, wenn Schlitzbreite, Streifenperiode und Bandbreite der Frequenzverdopplung etwa übereinstimmen, ein optimaler Phasenkontrast der analog-elektronischen Detektion gewährleistet ist. Allerdings wird für die folgenden Experimente ein leicht abweichendes Verhältnis gewählt (Streifenperiode  $\approx 0.3 \cdot \text{SHG}$  Konversionsbandbreite), um die digitale Phasendetektion nicht zu beeinträchtigen.

### 3.2.2 Performancevergleich

Abb. 3.7 stellt einen Vergleich der Signale dar, die mit dem digitalen (Integrationszeit = 5 ms, Aktualisierungsrate  $\approx 40$  Hz) und dem analog-elektronischen Detektionsverfahren erzielt wurden, währenddessen nur die Oszillatorregelschleife geschlossen wurde. Beide Signale sind offensichtlich stark korreliert, was das Konzept des analog-elektronischen Verfahrens bestätigt. Der

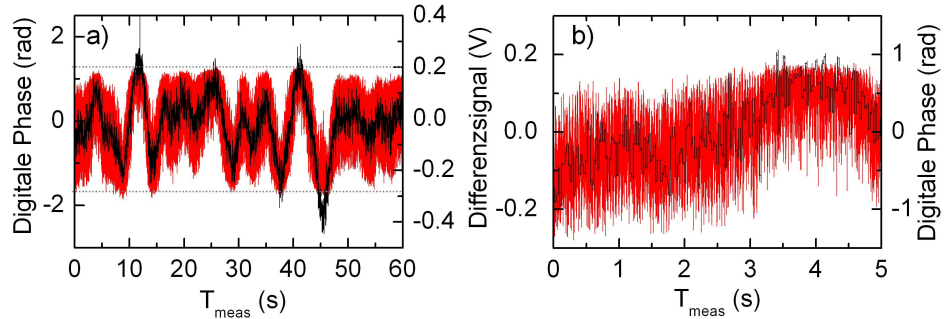


Abbildung 3.7: Vergleich der Messsignale, die mit digitaler (schwarz) und der neuartigen analog-elektronischen Auswertung (rot) bei abgeschalteter Phasenregelschleife des Verstärkers erzielt worden sind. Die gepunkteten Linien in a) markieren den Eindeutigkeitsbereich der analog-elektronischen Analyse. Im Folgenden wird diese Messung zur Kalibrierung der Spannungs- in Phasenwerte genutzt.

vergrößerte Bereich in Abb. 3.7 b) zeigt Beiträge schnellen Phasenrauschens im analog-elektronischen Signal, die vom digitalen Verfahren nicht zeitlich aufgelöst werden können. Diese Beiträge sind deutlich oberhalb des Schrotrauschlimits detektierbar, worauf im Detail weiter unten eingegangen wird. Das analog-elektronische Signal wurde anschließend direkt zur Stabilisierung der CEP Drift des Verstärkers eingesetzt. Zu diesem Zweck wurde eine Regelspannung erzeugt, indem das analog-elektronische Differenzsignal mit einem kommerziellen proportional-integral (PI) Regler weiterverarbeitet wurde. Die Ausgangsspannung der Boxcar-Integratoren wurde dazu nur mit einem 3 kHz Tiefpass minimal gefiltert, um von den Integratoren generierte Reset-Impulse zu beseitigen. Die Stabilisierungsperformance ist in Abb. 3.8 a) dargestellt. Es zeigt sich ein rms CE Phasenrauschen des digitalen Signals von 115 mrad über 10 min Aufnahmedauer, was mit den besten Werten vergleichbar ist, die in der Literatur beschrieben werden [75, 76]. Allerdings offenbart die Einzelschussanalyse mit dem analog-elektronischen Signal 210 mrad restliches Phasenrauschen. Abgesehen von der ausgezeichneten Performance zeigen sich Fluktuationen des CEP Rauschens auf Einzelschussebene von bis zu 0.5 rad, die dem über mehrere Schüsse mittelnden, digitalen Verfahren unzugänglich bleiben. Ähnliche Fluktuationen wurden kürzlich von einer anderen Arbeitsgruppe bestätigt. Bei einem vergleichbaren Verstärkersystem wurde mittels ATI Einzelschusscharakterisierung ein CE Phasenrauschen von 278 mrad innerhalb von 1.5 s gemessen [80]. Zur groben Bewertung sind in Abb. 3.8 b) die Rauschstatistik der beiden gemessenen Phasenrauschen dargestellt. Beide Verfahren zeigen im Wesentlichen eine Gauß'sche Statistik (analog-

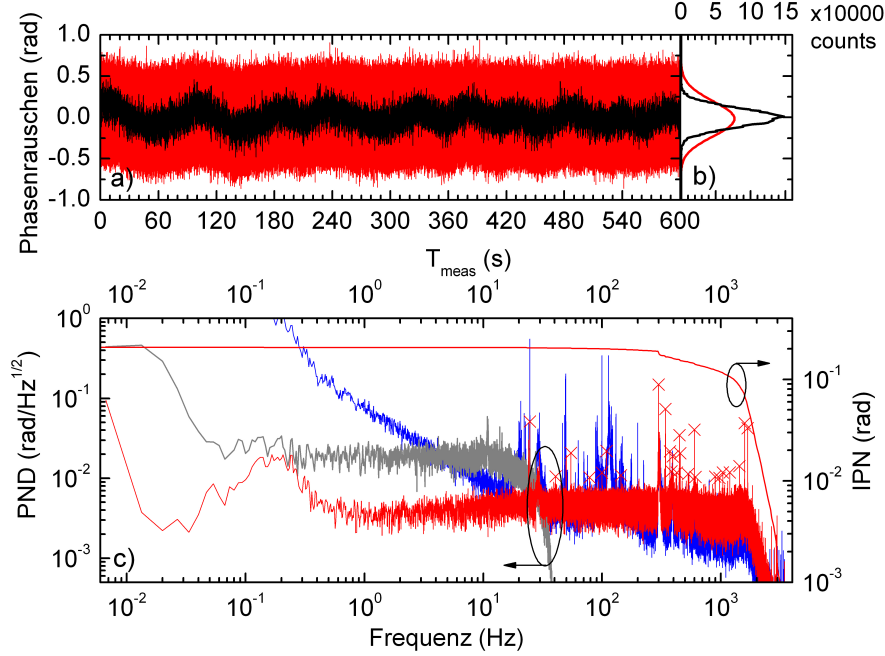


Abbildung 3.8: a) Vergleich des digitalen (schwarz) und kalibrierten analog-elektronischen Signals (rot) nachdem die Stabilisierung, basierend auf dem analog-elektronischen Signal, eingeschaltet ist. b) Histogramme des mit dem jeweiligen Verfahren gemessenen CE Phasenrauschens. c) PND der Signale (linke Achse). Von oben nach unten bei niedrigen Frequenzen: out-of-Loop Charakterisierung des Oszillators (blau), digitales (grau) und analog-elektronisches Signal (rot). Die Symbole kennzeichnen die analysierten Spitzen (siehe Text) im Spektralbereich über 20 Hz. Zusätzlich ist das IPN des analog-elektronischen Signals gezeigt (rechte Achse, rot).

elektronische Detektion: Schiefheit =  $-0,05$ , Wölbung =  $-0,15$ ; digitale Detektion: Schiefheit =  $0,01$ , Wölbung =  $-0,02$ ; Berechnung nach [81]), die keine Hinweise auf ungewöhnliche Rauschbeiträge enthält.

Daher wurde zum tieferen Verständnis der zugrunde liegenden Rauschmechanismen eine spektrale Analyse der Daten aus Abb. 3.8 a) durchgeführt. Die PND des analog-elektronischen Signals ist in Abb. 3.8 c) dargestellt und zeigt ein breites Plateau. Dieses Plateau gibt die Empfindlichkeit der analog-elektronischen Messung an. Darauf zeigt sich ein ausgedehntes Rauschband um etwa 0.2 Hz, welches dem periodischen Öffnen und Schließen der Wasserventile des Kühlkreislauks zugeschrieben wird. Weiterhin treten einige spezifische Linien oberhalb von 20 Hz auf, die dem Standardverfahren unzugänglich sind. Diese Linien könnten potentiell vom Verstärkerpumpplaser verur-

sacht werden. Daher wurden sie einer genaueren Analyse unterzogen. Es wurden alle Linien im Bereich selektiert, deren Signal-Rausch-Verhältnis (SNR)  $\geq 2 \text{ dB(rad)}$  ist, wobei sich die relative Einheit dB auf das Phasenrauschen bezieht. Diese Spitzen sind durch Symbole in Abb. 3.8 c) verdeutlicht. Um die zwei oben beschriebenen Rauschszenarien unterscheiden zu können, wurde nun überprüft, ob sich diese Spitzen im Rauschspektrum des Oszillators wiederfinden lassen. Dazu wurde die spektrale Kohärenz der Verstärker- und Oszillatorphasenrauschdichte an den Frequenzen der Spitzen berechnet (siehe Abschnitt 2.6.3). Der Mittelwert der spektralen Kohärenz beträgt  $0,88 \pm 0,18$ , so dass man davon ausgehen kann, dass sich alle analysierten Spitzen im Oszillatorspektrum wiederfinden lassen. Dies weist daraufhin, dass das CE Phasenrauschen des Verstärkers im Wesentlichen durch die Performance der Oszillatorregelschleife begrenzt ist, und nur geringfügig durch Schwankungen des Verstärkerpumpasers beeinträchtigt wird (SNR  $< 2 \text{ dB(rad)}$ ).

Das IPN des analog-elektronischen Signals enthüllt, dass praktisch das gesamte CE Phasenrauschen innerhalb von 5 ms akkumuliert ist, was der Integrationszeitspanne der CCD Kamera der digitalen Charakterisierung entspricht. Diese verborgenen schnellen Rauschbeiträge erklären die Ungleichheit der rms Phasenrauschwerte, die mit beiden Verfahren gemessen wurden und bestätigen die Notwendigkeit einer Einzelschussanalyse, um die CEP Drift verlässlich zu bewerten.

### 3.2.3 Grenzen des analog-elektronischen Messverfahrens

An dieser Stelle sei betont, dass letztendlich jeder Ansatz durch die pro Schuss gemessene Anzahl von Photonen  $K$  limitiert ist. Das Schrotrauschen begrenzt die messbare Phasendifferenz zwischen zwei Schüssen dann zu  $\Delta\varphi_{\text{CE}}^{\text{Schrot}} = \pi/\sqrt{K/2}$  [56], was sich für die mit den PMTs gemessenen Signalpegeln ( $K \approx 32000$ ) zu einer oberen Grenze des Schrotrauschens von  $\leq 25 \text{ mrad}$  berechnen lässt, siehe Tabelle 3.1. Dies entspricht einer PND von  $0,4 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ . Im blau-grünen Spektralbereich zeigen beide Detektortypen (PMT und CCD) eine ähnliche Quanteneffizienz von etwa 30%. Deshalb kann man in guter Näherung davon ausgehen, dass beide Messverfahren etwa die gleiche Anzahl Photonen detektieren, so dass beide Detektorarten durch das selbe Schrot-rauschlimit von  $0,4 \text{ rad}/\sqrt{\text{Hz}}$  begrenzt sind.

Die zweite und dritte Zeile von Tabelle 3.1 bewerten das Gesamtrauschen beider Messansätze, indem ein entsprechendes Lichtsignal analysiert wurde, das keine CE Phaseninformation enthält. Für das analog-elektronische Sche-

	PND (mrad/ $\sqrt{\text{Hz}}$ )	Einzelsschussfluk- tuationen @ 3.3 kHz (mrad)
Theoretisches Limit (Schrotrauschen)	0.4	25 <sup>a</sup>
Gemessenes Rauschen mit PMT (analog)	1	40
Gemessenes Rauschen mit CCD (digital)	10	590 <sup>b</sup>

<sup>a</sup>detektierte Photonenzahl pro Laserschuss  $\approx 32000$

<sup>b</sup>65 mrad @ 40 Hz

Tabelle 3.1: Theoretische und gemessene Detektionsgrenzen der beiden CEP Drift Messverfahren.

ma wurde dazu ein Rotfilter hinter der Saphirplatte platziert und die Abschwächung des Signals mit dem Polarisator kompensiert. Dieses Gesamttrauschen, welches optische und elektronische Komponenten enthält, entspricht einem PND-Niveau von etwa  $1 \text{ mrad}/\sqrt{\text{Hz}}$ , was nur etwa doppelt so groß wie das Schrotrauschlimit ist. Für den CCD-basierten Ansatz wurde der in den Spektrograph eintretende Strahl blockiert und auf diese Weise ein CE Phasenrauschen von 65 mrad bei einer Messbandbreite von 40 Hz gemessen. Aufgrund der etwa 100-mal geringeren Messbandbreite des digitalen Verfahrens ist die PND insgesamt zehnmal größer als die des PMT-basierten Verfahrens. Dies zeigt, dass der analog-elektronische Messansatz im Vergleich zum digitalen Aufbau weitgehend technisches Detektionsrauschen, wie z.B. Ausleserauschen oder thermisches Rauschen, vermeidet und damit die Sensitivität bis nah an die theoretische Grenze anhebt.

Für eine weitere Verbesserung der Sensitivität beider Ansätze benötigt man letztendlich eine größere Anzahl detektierter Photonen. Der begrenzende Prozess hier ist die Weißlichterzeugung in der Saphirplatte, da bei höheren Impulsenergien Multifilamentation einsetzt. Die Verwendung von YAG,  $\text{CaF}_2$  oder  $\text{MgF}_2$  statt Saphir oder die Verwendung eines Weißlichts aus einer Hohlaser können aussichtsreiche Alternativen sein [82].



### 3.3 Orthogonale Kontrolle der CEP Drift

Viele Experimente in der extrem nichtlinearen Optik [83], in der Attosekundenphysik [63] sowie in der Frequenzmetrologie [5] beruhen auf der präzisen Kontrolle der CEP Drift von fs-Oszillatoren und Verstärkersystemen. Typischerweise erfordert die Kontrolle dieses Parameters die Manipulation der Phasen- und Gruppengeschwindigkeit innerhalb des Oszillatorresonators. Hierfür wurden einige verschiedene Methoden vorgeschlagen (siehe Abschnitt 2.6.1). Auch bei der Verwendung eines optisch parametrischen Verstärkers zur Selbststabilisierung der CEP Drift [36] benötigen die Experimente ein Element, um die fixierte CEP Drift auf einen gewünschten Wert zu setzen. Daher ist sowohl bei resonatorinterner als auch bei -externer Anwendung eine Anordnung erforderlich, welche die Modulation der CEP Drift ermöglicht. Als relevante Eigenschaften einer solchen Anordnung lassen sich einerseits die Rate, mit der die CEP Drift moduliert werden kann und andererseits das Ausmaß der parasitären Nebeneffekte benennen, die alle bisher diskutierten Kontrollmethoden aufweisen, so z.B. Änderungen der Impulsenergie, -dauer oder der Gruppenlaufzeit. Daher ist die Orthogonalität des CEP-Drift-Modulators das zweite wichtige Kriterium.

Die bisher vorgestellten Methoden (Materialdispersion, geometrische Dispersion, Nichtlineare Dispersion) wurden hinsichtlich der stark abweichenden Reaktionszeit bereits in Abschnitt 2.6.1 diskutiert. Gleichwohl weisen alle Anordnungen große Nebeneffekte auf. Insbesondere beeinflusst jede Methode die Gruppenlaufzeit und ihre Dispersion bei der Variation der CEP Drift. Diese Nebeneffekte sind in den ersten beiden Spalten der Tabelle 3.2 quantifiziert. Die Daten sind auf eine Änderung der CEP Drift von einem freien Spektralbereich (FSR), d.h.  $\delta(\Delta\varphi_{\text{CE}}) = 2\pi$ , normiert. Für resonatorinterne Anwendung bedeutet das eine Verschiebung des Frequenzkamms um die Impulsfolgefrequenz  $f_{\text{Rep}}$ . Unabhängig von der Methode entspricht der parasitäre Effekt auf die GDD dem Einschub von etwa 100  $\mu\text{m}$  Glas. Nebeneffekte dieser Größenordnung werden gemeinhin für resonatorinterne Anwendungen als unkritisch erachtet, da meist nur ein geringer Teil des FSR benötigt wird, um den Laser phasenstarr an eine Referenzfrequenz zu koppeln. Dennoch stören auch solche geringen Änderungen der GDD bei resonatorexternen Anwendungen mit few-cycle Impulsen. Die Impulsdauer kann bereits bei 10% der in Tabelle 3.2 gelisteten Werte merklich beeinflusst werden.

Der parasitische Effekt auf den GD hingegen unterliegt weit größeren Schwankungen. Während bei geometrischer Dispersion dieser Effekt durch geeignete Wahl des Drehpunktes unterdrückt werden kann, und auch die nichtlineare Dispersion einen relativ geringen Einfluss zeigt, scheint der Einschub von Material am wenigsten geeignet, wenn die Minimierung der GD

	GD (fs/FSR)	GDD (fs <sup>2</sup> /FSR)	$\nu_{\text{fix}}$ (THz)
Material-dispersion <sup>a</sup>	90.0	2.09	$\approx 11$
Geometrische Dispersion <sup>b</sup>	2.67	2.13	375
Nichtlineare Dispersion <sup>c</sup>	12.39	3.89	$\approx 100^d$
Gemischtes Keilpaar <sup>e</sup> (Design)	0	0.35	$\infty$
(Messung)	1.7	-	$2.6 \times 10^5$

<sup>a</sup>Quartzglas Keilpaar @ 800 nm, Scheitelwinkel =  $2.75^\circ$

<sup>b</sup>Quartzglas Brewster Prismen, Drehpunkt @ 800 nm

<sup>c</sup>Saphir Kristall @ 800 nm, Berechnung nach [43]

<sup>d</sup>zu  $\approx 250$  THz gemessen ( $\approx 1.3 \cdot \nu_c$ ) in [84]

<sup>e</sup>N-PK51, N-BK10

Tabelle 3.2: Dispersionsänderungen erster und zweiter Ordnung verschiedener Systeme zur CEP Drift Variation während der Änderung von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  über einen freien Spektralbereich. Die letzte Spalte zeigt die berechneten Werte für  $\nu_{\text{fix}}$  (definiert nach [85]).

Nebeneffekte als Designprämissen vorgegeben ist. Da die Gruppen- und Phasengeschwindigkeiten in Materialien wie Quarzglas sich nur um einige Prozent unterscheiden, verursacht die Änderung von  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  um einen FSR eine Variation von GD um 90 fs, was dem  $10^5$ te Teil einer typischen Resonatorumlaufzeit entspricht. Nimmt man einen Wert von  $f_{\text{Rep}} = 100$  MHz an, bedeutet das eine Änderung der Impulsfolgefrequenz um ein Kilohertz. Bei verschwindendem  $\partial\varphi/\partial\nu$ , z.B. nahe des Nulldispersionspunkts des Materials, kann sich dieses Problem noch verstärken.

Änderung der Gruppenlaufzeit und daraus resultierende Änderungen der Impulsfolgefrequenz können in einem zweiten Rückkoppelkreis kompensiert werden, wenn, wie z.B. in der Frequenzmetrologie, die Konstanz des Kammmodenabstands erforderlich ist. Umso mehr ist ein isochronischer CEP-Drift-Modulator von Interesse, der die parasitischen Nebeneffekte in erster Näherung vermeidet. Zudem sei bemerkt, dass auch resonatorexterne Anwendungen von der Isochronizität profitieren. Beispielsweise erweist sich ein CEP-Drift-Modulator in einem Arm eines Pump-Probe Experiments als unpraktisch, da eine Änderung der CEP Drift über den vollen Bereich von  $2\pi$  eine

Änderung der Gruppenlaufzeit hervorruft, die etwa 40 Zyklen des Trägerfeldes entspricht.

### 3.3.1 Bewertung der Orthogonalität

Eine alternative Beschreibung des relativen Gewichtes von Phasen- und Gruppengeschwindigkeit stellt das Konzept der fixierten Frequenz dar [85, 84, 86]. In Anbetracht der Tatsache, dass ein modengekoppelter Laser absolut äquidistante Kammlinien aufweist  $\nu_i = f_{\text{CE}} + i f_{\text{Rep}}$ , verbleiben nur zwei mögliche Freiheitsgrade: eine Translation durch Änderung von  $f_{\text{CE}}$  sowie ein „Atmen“ des Kamms durch Änderung von  $f_{\text{Rep}}$ . Eine Variation der resonatorinternen Dispersion wirkt sich typischerweise auf beide Parameter gleichzeitig aus, wobei jedoch eine Frequenz  $\nu_{\text{fix}}$  unverändert bleibt. Für eine gegebene Änderung des Gruppen- und Phasenindex  $\Delta n_g$  und  $\Delta n$  lässt sich  $\nu_{\text{fix}}$  abschätzen zu

$$\nu_{\text{fix}} = \nu_c \left( 1 - \frac{\Delta n}{\Delta n_g} \right), \quad (3.3)$$

wobei  $\nu_c$  die Trägerfrequenz ist. Wenn dazu zusätzliches Material mit dem Index  $n$  in den Strahlengang eingebracht wird, muss man für  $\Delta n_g = n_g - 1$  und  $\Delta n = n - 1$  einsetzen. Es sei bemerkt, dass auf diese Weise die Dispersion der Luft vernachlässigt wird. Obwohl  $\nu_{\text{fix}}$  prinzipiell jede Frequenz auch außerhalb des Kammspektrums annehmen kann, liegen typische Werte von  $\nu_{\text{fix}}$  im Bereich zwischen 0 und  $\nu_c$  (siehe dritte Spalte von Tabelle 3.2). Aus Gl. (3.3) lässt sich entnehmen, dass ein konstanter GD ein verschwindendes  $\Delta n_g$  erfordert, was effektiv  $|\nu_{\text{fix}} \rightarrow \infty|$  bedeutet. Daher wird die Situation einer divergierenden fixierten Frequenz als ideales Szenario für die resonatorinterne CEP Drift Kontrolle betrachtet.

Im Folgenden werden spezielle Anordnungen von Keilprismen diskutiert, die eine Variation der CEP Drift erlaubt, ohne Einfluss auf entweder die resonatorinterne Gruppenlaufzeit oder ihre Dispersion zu nehmen. Diese Prismenanordnungen kombinieren Keilprismen unterschiedlicher Materialien, die als Einheit verschoben werden, um die Modulation der CEP Drift zu erreichen. Weiterhin werden Materialkombinationen vorgestellt, die beide Vorzüge vereinen, d.h. die eine Modulation der CEP Drift erlauben, ohne merklichen Einfluss auf sowohl GD als auch GDD zu haben.

### 3.3.2 Isochronische und isodispersive Keilpaare

Der generelle Aufbau eines orthogonalen CEP-Drift-Modulators ist in Abb. 3.9 b) dargestellt. Der Kompensator besteht aus einem Paar umgekehrt orientierter Keilprismen unterschiedlicher optischer Materialien. Die zugrunde

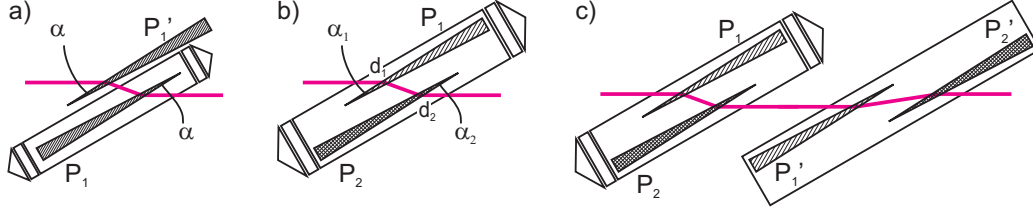


Abbildung 3.9: a) Traditionelle Anordnung zur Justage der CEP Drift durch Verschiebung identischer resonatorinterner Quarzkeile. b) Aufbau zur Eliminierung entweder der Impulsfolgefrequenzdynamik oder von Impulsformungseffekten. Er besteht aus einem Keilpaar unterschiedlicher Materialien mit leicht unterschiedlichen Scheitelwinkeln, die als Einheit verschoben werden. c) Vier-Prismen Anordnung, welche die Winkeldispersionsnebeneffekte verhindert indem ein zweites invers orientiertes Keilpaar eingebracht wird.

liegende Idee ähnelt der des Kompensators, der zur Variation der Doppelbrechung in Polarisationsexperimenten benutzt wird, wie etwa der Soleil-Babinet Kompensator [11]. In einigen dieser klassischen Kompensatoren besteht nur ein Keilprisma aus einem doppelbrechenden Material während das andere Keilprisma der Vermeidung prismatischer Effekte sowie der Erhaltung des gesamten optischen Weges für eine Polarisation dient. Die Funktionen von ordentlichem und außerordentlichem Index des klassischen doppelbrechenden Kompensators werden nun von Phasen- und Gruppenindex übernommen. Genauer gesagt, sucht man nach einer Keilprismenkombination bei der durch Materialeinschub der GD konstant gehalten wird, während sich die CEP Drift maximal ändert. Diese Bedingung wird im Folgenden als Isochronizität bezeichnet. Alternativ kann eine konstante GDD bei Materialeinschub von Vorteil sein. Diese Art von Kompensator wird im Folgenden als isodispersiv bezeichnet. Ein solcher Kompensator wurde kürzlich von Kärtner *et al.* vorgeschlagen [87]. Offensichtlich können nicht beide Bedingungen von einem Kompensator erfüllt werden.

Im Folgenden seien  $n_1$  und  $n_2$  bzw.  $d_1$  und  $d_2$  die Brechungsindizes bzw. die optischen Wege im Material der beiden Keilprismen. Zur Vereinfachung sei der Effekt der Dispersion der Umgebungsluft vernachlässigt. Die Änderung der CEP Drift pro resonatorinternem Durchgang durch die Keile berechnet sich dann zu

$$\delta(\Delta\varphi_{\text{CE}}) = \frac{2\pi}{\lambda} [(n_{g,2} - n_2)d_2 - (n_{g,1} - n_1)d_1]. \quad (3.4)$$

Die erzeugte Gruppenlaufzeit berechnet sich aus

$$\text{GD} = \frac{(n_{g,2} - 1)d_2 - (n_{g,1} - 1)d_1}{c}, \quad (3.5)$$

wobei  $n_{g,m}$  der Gruppenindex  $n_g = n - \lambda \partial n / \partial \lambda$  im Material  $m$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  ist. Die Gruppenlaufzeitdispersion ergibt sich aus

$$\text{GDD} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} [n_1 d_1 - n_2 d_2]. \quad (3.6)$$

Variiert man den Materialeinschub in Prisma 1 um  $\Delta d_1$  und verringert man entsprechend  $d_2$  um  $\Delta d_2 = \Delta d_1 \Gamma$ , wobei  $\Gamma$  entweder als

$$\Gamma^{(\text{GD})} = \frac{n_{g,1} - 1}{n_{g,2} - 1} \quad (3.7)$$

oder als

$$\Gamma^{(\text{GDD})} = \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} n_1 / \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} n_2 \quad (3.8)$$

gewählt wird, resultiert aus Bedingung (3.7) bzw. (3.8) die Isochronizität bzw. Isodispersivität. Unter der Annahme von nahezu senkrechtem Einfall können die Bedingungen durch die Wahl der Scheitelwinkel der Keilprismen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  entsprechend  $\tan \alpha_2 / \tan \alpha_1 = \Gamma$  erfüllt werden. Die Bedingungen können immer erfüllt werden, sobald beide Keile aus unterschiedlichen optischen Materialien hergestellt sind. Trotzdem wird die Eliminierung eines Nebeneffekts im Allgemeinen nicht automatisch alle anderen parasitären Effekte aufheben. Nebeneffekte der Dispersion höherer Ordnung können ebenfalls auftreten, was generell die Verwendung von Gläsern mit großem Brechungsindex (Schwerflintgläser) ausschließt. Weiterhin kann die willkürliche Auswahl von Materialkombinationen zu großer unkompensierter Winkeldispersion der Anordnung führen. Theoretisch kann die Winkeldispersion vollständig eliminiert werden, beispielsweise für resonatorinterne Anwendungen, indem man ein zweites festes, inverses Keilpaar bestehend aus den gleichen Materialien einbringt, wie in Abb. 3.9 c) dargestellt ist. Diese hier als vier-Prismen Kompensator bezeichnete Anordnung zeigt keine Winkeldispersion und wird ebenfalls in dieser Arbeit experimentell demonstriert. Dennoch scheint es ratsam Materialkombinationen zu bevorzugen, die a priori Winkeldispersionseffekte minimieren. Zur Bewertung der Winkeldispersionseffekte berechnet man die resultierende Änderung des Ausgangswinkels mit der Wellenlänge eines Keilprismenpaares

$$\frac{\partial \theta}{\partial \lambda} = \left| \frac{\partial}{\partial \lambda} \arcsin [n_2 \sin (\alpha_2 - \arcsin \left[ \frac{n_1}{n_2} \sin \left( \alpha_1 - \arcsin \frac{1}{\sqrt{1 + n_1^2}} \right) \right] \right] \right|, \quad (3.9)$$

wenn eine Orientierung des Keilpaares im Brewsterwinkel angenommen wird.

Ein letzter wichtiger Aspekt des Designs einer Kompensatoranordnung ist die resultierende Gesamtmodulation der CEP Drift beim Einschub des Kompensators um eine feste Strecke. Folglich kann

$$\eta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ (n_{g,2} - n_2) \frac{\tan \alpha_2}{\tan \alpha_1} - (n_{g,1} - n_1) \right] \quad (3.10)$$

als Effizienz des CEP-Drift-Modulators verstanden werden. Zur Ermittlung der geeigneten Materialienkombination, die entweder Isochronizität oder Isodispersivität mit einer geringstmöglichen Winkeldisperion vereinigt, wurde ein Suchlauf durch die gesamte Datenbank der Schottgläser durchgeführt [88]. Dieser Katalog beinhaltet 105 Materialien, so dass sich die Gesamtzahl der potentiellen Kombinationen auf 10920 beläuft, die auf ihre Performance hin überprüft wurden. Zum Vergleich wurde der Performancetest um die Kombination von kristallinem BaF<sub>2</sub> und Quarzglas erweitert, da diese Kombination von Kärtner *et al.* für einen isodispersiven Kompensator benutzt wurde [87].

### Übersicht über die Performance untersuchter Materialkombinationen

Im Folgenden werden Graphiken gezeigt, die einen Überblick über die parasitären Nebeneffekte von isochronen bzw. isodispersiven Prismenpaaren erlauben. Da vier Kriterien aufgestellt wurden, von denen nur eines ideal erfüllt werden kann, wurden die restliche Winkeldispersion für jede Materialkombination als Ordinate und die restliche Änderung der GDD bzw. GD als Abszisse in Abb. 3.10 (Isochronizität) bzw. Abb. 3.11 (Isodispersivität) aufgetragen. Die Effizienz  $\eta$  des Modulators ist durch den Farbcode gekennzeichnet. Daher befinden sich die attraktiven Kandidaten in der linken unteren Ecke der Diagramme und sollten zumindest in Gelb oder Orange gekennzeichnet sein, um über eine akzeptable Effizienz zu verfügen. Es sei bemerkt, dass Kombinationen von sehr ähnlichen Schottglasvarianten aus dem Vergleich ausgeschlossen wurden. Solche Kombinationen zeigen zwar extrem geringe Seiteneffekte, allerdings im Wesentlichen keine Modulation.

Abb. 3.10 stellt die restliche GDD und Winkeldispersion dar, wenn das Keilprismenpaar auf Isochronizität optimiert wird. Das Diagramm lässt deutlich eine Korrelation der Modulationseffizienz  $\eta$  mit der restlichen Winkeldispersion erkennen. Die Kombination von N-SF66 und LaSF31A zeigt eine Effizienz von 160 mrad/mm, jedoch zusammen mit einer für resonatorinterne Anwendungen ungeeignet hohen Winkeldispersion von mehr als 2  $\mu$ rad/nm und einem relativ großen dispersiven Seiteneffekt. Zur Bewertung der Winkeldispersion ist es hilfreich, den Wert mit dem eines einzelnen Quarzglaskeils

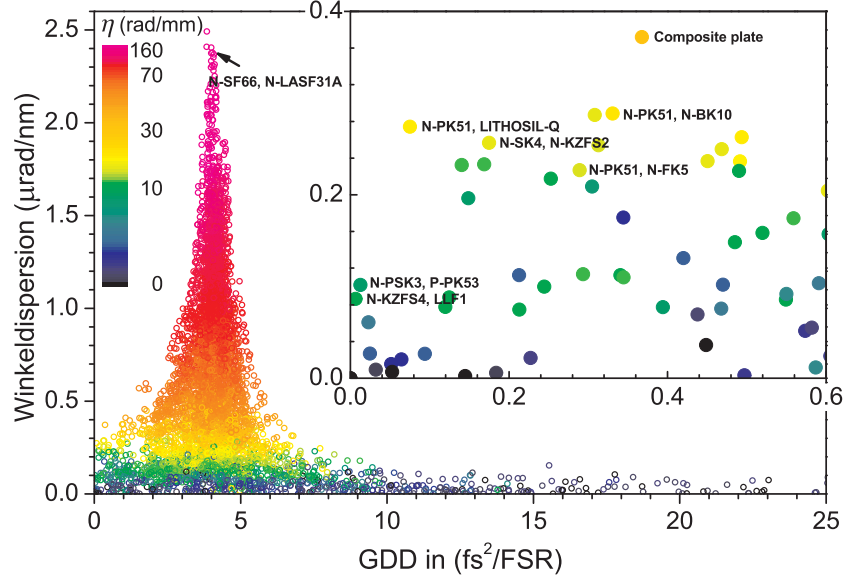


Abbildung 3.10: Suchlauf nach geeigneten Materialkombinationen durch den gesamten Glaskatalog von Schott. Die Abszisse bzw. Ordinate zeigt die restliche GDD bzw. Winkeldispersion der Anordnung. Die Optimierungsprämisse ist Isochronizität. Günstige Materialkombinationen zeigen sich in der linken unteren Ecke, die im eingesetzten Diagramm vergrößert dargestellt ist. Der Farbcode illustriert die Effizienz der Anordnung. Der Scheitelwinkel des höherbrechenden Materials wurde auf  $2^\circ$  gesetzt.

im Brewsterwinkel mit einem Scheitelwinkel von  $2.75^\circ$  zu vergleichen. Ein solcher generiert eine Winkeldispersion von  $\partial\theta/\partial\lambda \approx 2 \mu\text{rad}/\text{nm}$ . Dies offenbart, dass für resonatorinterne Anwendungen Werte im Bereich von  $10^{-7} \text{ rad}/\text{nm}$  erforderlich sind.

Der eingesetzte Teil in Abb. 3.10 zeigt attraktive Materialkombinationen, wenn Winkeldispersion und GDD minimiert werden sollen. Insbesondere identifiziert die Analyse zwei Materialkombinationen, (N-PSK3, P-PK53) und (N-KZFS4, LLF1), die praktisch gleichzeitig Isochronizität und Isodispersivität zeigen. Zugleich haben diese Kombinationen eine geringe Winkeldispersion, allerdings auch eine relativ geringe Effizienz. Beschränkt man sich auf Kombinationen mit höherer Effizienz, fallen zwei weitere Kombinationen auf: (N-PK51, Lithosil-Q) und (N-PK51, N-BK10). Insbesondere die letzte Kombination basiert auf gebräuchlichen Schottgläsern und kombiniert eine akzeptable Effizienz mit sehr geringen Werten für die restliche Winkeldispersion und GDD.

Aufgrund der Wichtigkeit der Effizienz wurde die Kombination der Gläser

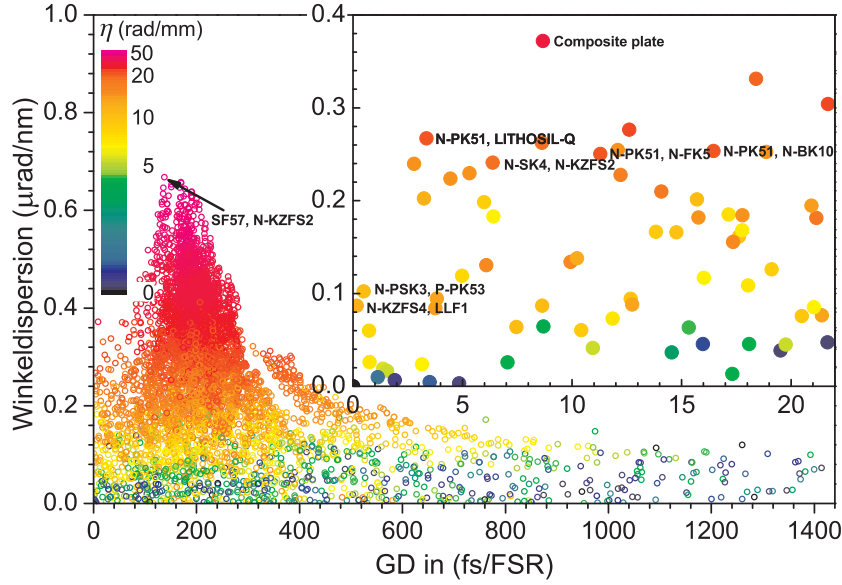


Abbildung 3.11: Suchlauf wie in Abb. 3.10 allerdings nun unter der Optimierungsprämisse Isodispersivität.

N-PK51 und N-BK10 ausgesucht, um Keilprismen für die unten diskutierten Experimente anfertigen zu lassen. N-BK10 (1) bzw. N-PK51 (2) zeigen ein  $n_1 = 1,4927$  bzw.  $n_2 = 1,5240$  und ein  $n_{g,1} = 1,5028$  bzw.  $n_{g,2} = 1,5372$  bei 800 nm. Folglich wurden die Scheitelwinkel zu  $2.0^\circ$  für das N-PK51 Keilprisma und  $2.12^\circ$  für das N-BK10 Prisma bestimmt. Die Berechnung berücksichtigt die Orientierung der Keile im Brewsterwinkel und geht aus einem vollständigen *ray tracing*-Modell des optischen Weges sowohl innerhalb der Prismen als auch in der dispersiven Luft innerhalb des Resonators hervor.

Abb. 3.11, welche die Performance der auf Isodispersivität optimierten Materialkombinationen zeigt, zeichnet ein ähnliches Bild. Erneut identifiziert das Diagramm (N-PSK3, P-PK53) und (N-KZFS4, LLF1) als Kombinationen, die gleichzeitig Isochronizität aufweisen. Für den Fall höherer Modulationseffizienz scheinen Kombinationen wie (N-PK51, Lithosil-Q) und (N-SK4, N-KZFS2) die geeignete Wahl. Bemerkenswerterweise offenbaren viele Kombinationen regulärer Schottgläser, unabhängig davon, ob Isochronizität oder Isodispersivität angestrebt wird, eine deutlich bessere Performance als die in [87] beschriebene Kompensationsplatte.



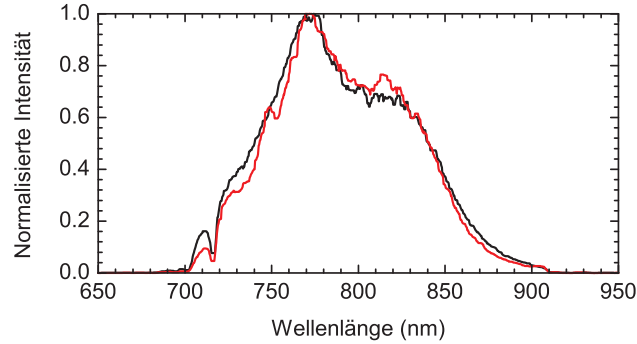


Abbildung 3.12: Ausgangsspektrum des Laseroszillators im Fall des originalen Quarzglaskeilpaares (schwarz) und des gemischten Keilpaares (rot).

### 3.3.3 Experimente

Zur experimentellen Überprüfung wurde ein kommerzieller Ti:Saphir 10 fs Oszillator mit einer Impulsfolgefrequenz von 87,4 MHz verwendet. In dessen Resonator wurde die originale auf einem verfahrbaren Piezotisch (PZT) angebrachte Quarzglaskeilprismenanordnung (Scheitelwinkel: jeweils  $2.75^\circ$ ) durch den Kompensator, bestehend aus der beschriebenen Materialkombination (N-PK51, N-BK10), ersetzt. Während der Experimente stellte sich das Ersetzen der Prismenanordnung als überraschend unkompliziert heraus. Die vorjustierte Anordnung wurde in den Resonator eingebracht und vorsichtig hinsichtlich der Winkelerorientierung und des Gesamtmaterialeinschubs optimiert. Es waren keine weiteren Veränderungen des Resonators notwendig, um exakt das gleiche Ausgangsspektrum wie mit der originalen Prismenanordnung zu erzielen (siehe Abb. 3.12). Unabhängig davon, welche Prismenanordnung benutzt wurde, konnte der Laser mit einer spektralen Breite von 105 nm (FWHM) und einer Ausgangsleistung von 600 mW betrieben werden. Dies weist darauf hin, dass die restliche vom Kompensator eingebrachte Winkeldispersion einen vernachlässigbaren Einfluss hat. Darüber hinaus wurde die Winkeldispersion des Ausgangsstrahls mit einem abbildenden Spektrographen (Beschreibung in [89]) überprüft. Die Winkeldispersion des Strahls lag unterhalb der Messgrenze des Aufbaus von etwa  $1 \mu\text{rad}/\text{nm}$ . In nachfolgenden Experimenten wurden sowohl die CE Frequenz unter Verwendung eines  $\nu$ - $2\nu$  Interferometers (siehe Abschnitt 2.4.1) als auch die Impulsfolgefrequenz mit einem Universalfrequenzzähler (Agilent, 53131A, Auflösung: 1 Hz) aufgenommen. Der Laser blieb während der Messungen unstabilisiert und zeigte Driftraten der  $f_{\text{CE}}$  von ca. 0.2 MHz/min sowie der  $f_{\text{Rep}}$  von einigen Hz/min.

Um beide Keilkonfigurationen zu vergleichen, wurde zuerst die Performance des Lasers mit den originalen Quarzkeilen bewertet. Sie ist in den

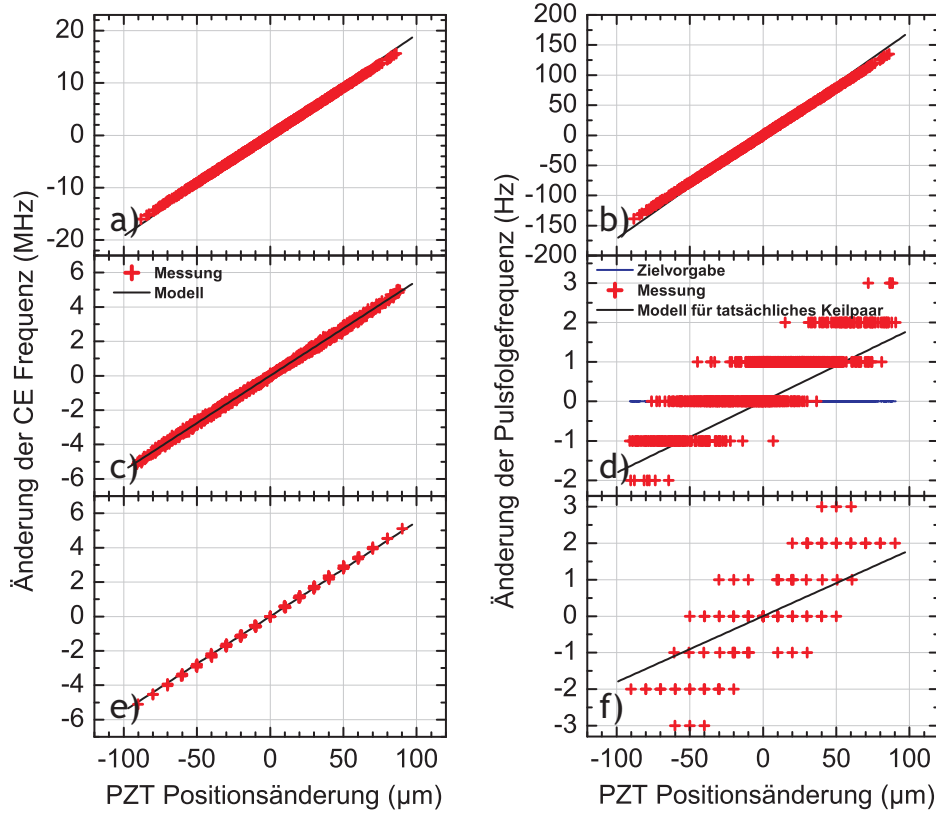


Abbildung 3.13: Änderung der CE Frequenz (links) und der Impulsfolgefrequenz (rechts) in Abhängigkeit von der relativen Verschiebung des resonatorinternen Quarzkeilprismenpaares (a) und b)) bzw. der synchronen Verschiebung des isochronen Keilpaares (c) und d)) bzw. der synchronen Verschiebung eines Keilpaares einer isochronen 4-Prismen Anordnung (e) und f)).

Abb. 3.13 a) und b) dargestellt. Eine Variation des Prismeneinschubs um  $1\text{ }\mu\text{m}$  führt zu einer Änderung der CE Frequenz um  $190\text{ kHz}$  sowie der Impulsfolgefrequenz um  $1,7\text{ Hz}$ . Diese gemessenen Werte stimmen sehr gut mit den berechneten überein. In Bezug auf die Orthogonalität bedeutet das ein  $\nu_{\text{fix}}$  von ca.  $10\text{ THz}$ , was ebenfalls mit dem aus den Sellmeierkoeffizienten [90] berechneten Wert in Tabelle 3.2 übereinstimmt.

Ersetzt man die Quarzkeile durch den angefertigten Kompensator misst man die Daten, die in den Abb. 3.13 c) und d) dargestellt werden, wobei nun beide Keilprismen gleichzeitig verschoben werden. Es sei bemerkt, dass eine relative Verschiebung beider Keile gegeneinander eine Anpassung der GD und der resonatorinternen Dispersion ermöglicht. Die Steigung der CE

Frequenz lässt sich zu  $55 \text{ kHz}/\mu\text{m}$  messen und ist damit etwa 3,5-mal geringer als mit den Quarzkeilen. Der Effekt auf die Impulsfolgefrequenz ist allerdings deutlich beträchtlicher. Die meisten Datenpunkte befinden sich in einem Intervall von 2 Hz, so dass die Auflösungsgrenze des Frequenzzählers hervortritt. Das macht ein zufälliges Scannen des Verbirchbereichs des PZT erforderlich, um so Driftbeiträge zu vermeiden. Auf diese Weise konnte die Änderung von  $f_{\text{Rep}}$  zu  $17,5 \text{ mHz}/\mu\text{m}$  bestimmt werden. Dies bedeutet eine dreißigfache Verringerung im Vergleich zur Quarzglasanordnung und resultiert in einem enormen  $\nu_{\text{fix}}$  von  $2,6 \cdot 10^5 \text{ THz}$ , was den hohen Grad der erreichten Orthogonalität der CEP Drift Kontrolle mit der angefertigten Anordnung offenbart. Die restliche Steigung von  $f_{\text{Rep}}$  über  $f_{\text{CE}}$ , die einer GD Variation von  $1,7 \text{ fs/FSR}$  entspricht, lässt sich mit geringfügigen Herstellungsungenauigkeiten der Prismenkeile von etwa  $30''$  erklären. Dieser Wert stimmt mit unabhängigen Messungen des Scheitelwinkels der Keile überein. Dazu wurde der Abstand von Keilvorder- und -rückseitenreflexen eines He-Ne Lasers nach einigen Metern Propagation vermessen. Die Änderung der GDD des Kompensators wurde zu  $0,3 \text{ fs}^2/\text{FSR}$  berechnet und obwohl die Anordnung nicht auf minimale Dispersion optimiert wurde, ist der resultierende Anstieg der Dispersion geringer als bei den Quarzkeilen ( $\approx 2 \text{ fs}^2/\text{FSR}$ ). Die TOD der Anordnung kann ebenfalls zu einem geringen Wert von  $0,7 \text{ fs}^3/\text{FSR}$  berechnet werden. Damit bleibt eine durch die gemischten Prismenkeile verursachte dispersive Impulsverbreiterung auch im single-cycle Bereich unwesentlich.

In einem dritten Schritt der Untersuchung wurde die vier-Prismen Anordnung (siehe Abb. 3.9 c)) eingebaut. Unter der Voraussetzung, dass jedes Prismenpaar aus den gleichen Materialien besteht und eine identische Geometrie aufweist, eliminiert diese Anordnung die Winkeldispersion vollständig. Da die Keile mit sehr dünnen Spitzen konzipiert wurden, ist der Einbau möglich, ohne zu viel Gesamtdispersion einzubringen. Erneut konnte keine Verschlechterung der Laserperformance festgestellt werden, die eine noch vorhandene Winkeldispersion erkennen ließe. Die Messungen in den Abb. 3.13 e) und f) zeigen eine Variation von  $f_{\text{Rep}}$  um  $29 \text{ mHz}/\mu\text{m}$  und  $f_{\text{CE}}$  um  $57 \text{ kHz}/\mu\text{m}$ . Der letztere Wert ist mit dem des einzelnen Keilpaares nahezu identisch, wohingegen der erste Wert offenbar durch Drift der Impulsfolgefrequenz des Lasers beeinflusst ist. Alternativ wäre auch eine Diskrepanz der Scheitelwinkel der einzelnen Prismen von etwa  $10''$  bis  $20''$  als Erklärung denkbar. Dennoch belegt das Experiment, dass es möglich ist, störende GD Variationen verursacht durch die Modulation der CEP Drift mit diesem Kompensator um mehr als eine Größenordnung zu reduzieren.

### 3.4 Zusammenfassende Bemerkungen

In Abschnitt 3.1 ist eine systematische Studie vorgestellt, die belegt, dass ein Quasi Common Path  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer zur Messung der CEP Drift von Oszillatoren deutlich robuster gegenüber Interferometerauschlag als eine typischerweise benutzte Mach-Zehnder Konfiguration ist. Eine Reduktion des CEP Rauschens von mehr als 40% konnte beobachtet werden. Da die Arme des QCP Interferometers auf einem kleinen Teilstück nicht koinzident sind, besteht noch immer eine geringe Wahrscheinlichkeit für schwache Drift der Armlängen. Im Prinzip kann dieses geringfügige Problem der eingeschränkten Koinzidenz umgangen werden, indem gekrümmte Spiegel statt einer Prismensequenz benutzt werden, allerdings nur, solange die in der MSF akkumulierte Gruppenlaufzeitdifferenz klein ist.

Ein neuartiges Detektionsverfahren der CEP Drift von Verstärkerimpulsen ist in Abschnitt 3.2 vorgestellt, das nur auf analoger Elektronik und Datenaufbereitung beruht. Durch die Verwendung geeigneter Photomultiplier konnte technisches Rauschen so gut wie möglich vermieden werden, so dass aussagekräftige Einzelschussmessungen des CEP Rauschens bei Impulsfolgefrequenzen von 3 kHz ermöglicht wurden. Zusätzlich wurde die CEP Stabilisierung der Verstärkerimpulse mithilfe des schnellen Detektionsverfahrens demonstriert, innerhalb welcher eine verbesserte Performance gegenüber dem klassischen Verfahren erzielt wurde. Von größerer Bedeutung allerdings ist die erstmalig vollständige Beantwortung der lange diskutierten Frage nach dem verbleibenden CE Phasenrauschen in Verstärkersystemen. Offensichtlich finden sich keine wesentlichen durch den Verstärkungsprozeß hinzugefügten Rauschbeiträge. Das Phasenrauschen wird primär durch die Regelschleife des Oszillators weitergegeben. Diese Ergebnisse können allerdings für unterschiedliche Pumplaser, gitterbasierte oder lampengepumpte Systeme variieren.

Abschnitt 3.3 befasst sich mit der Herstellung von vielseitigen Keilprismenpaaren, die eine orthogonale Kontrolle der CEP Drift erlauben. In der Praxis bedeutet dies eine vernachlässigbare Modifikation der Impulsfolgefrequenz innerhalb einiger Hertz bei vollem Zugriff auf die CEP Drift. Alternativ kann der Kompensator isodispersiv konzipiert werden. Durch geeignete Wahl der Materialkombination können praktisch beide Zielvorgaben simultan erfüllt werden. Während sich die vorgestellten experimentellen Untersuchungen auf die Optimierung der Performance innerhalb eines Oszillators konzentrierten, kann die Prismenanordnung auch für resonatorexterne Anwendungen hilfreich sein, z.B. bei der Modulation der CEP Drift in Attosekundenexperimenten.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass parasitäre Rauschbeiträge

---

ge sowohl bei der Oszillator- als auch bei der Verstärkerdetektion der CEP Drift auf ein Minimum reduziert werden können, so dass eine verlässliche Charakterisierung mithilfe des etablierten Konzepts ermöglicht wird. Allerdings weist dieses etablierte Konzept selbst einige prinzipielle Schwächen auf, die im nächsten Kapitel zusammen mit deren möglichen Lösungen diskutiert werden sollen.



# Kapitel 4

## Weiterführende Konzepte

In diesem Kapitel werden zwei grundlegend neue Ansätze vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden, um die Messung bzw. Stabilisierung der CEP Drift von Laseroszillatoren zu ermöglichen. Einerseits wird ein Verfahren zur Messung der CEP Drift präsentiert, welches im Vergleich zum etablierten Heterodyn-Verfahren hinsichtlich der Anforderungen an die Laserquelle deutlich bescheidener ist. Somit kann der fundamentale Laserparameter der CEP Drift, der bislang nur für wenige Lasertypen zugänglich ist, für einen sehr viel größeren Kreis von Lasern im Impulsbetrieb erschlossen werden. Andererseits wird ein unkompliziertes Stabilisierungsschema eingeführt, das die CE Frequenz direkt auf beliebige Werte arretiert. Dabei wird erstmals der Rückkopplungskreis vom Oszillator entkoppelt, so dass die beim PLL-basierten Verfahren durch die Stabilisierung erzeugten Störungen der Laserperformance vermieden werden. Dadurch befreit man sich von den Limitationen des PLL-basierten Verfahrens, was in das Erreichen höherer Regelbandbreiten mündet, so dass die Stabilisierungsperformance nur noch durch das detektierte Signal-zu-Rausch-Verhältnis bestimmt wird.

### 4.1 Ein lineares Verfahren zur Messung der CEP Drift

Durch die Verfügbarkeit von geeigneten Lasersystemen ist die Stabilisierung der CEP Drift sowohl für fs Oszillatoren als auch für Verstärkersysteme zur Routine geworden. Dennoch ist diese Technik im Wesentlichen auf Ti:Saphir und Faserlaser beschränkt. Zwei erhebliche Beschränkungen der konventionellen  $\nu$ - $2\nu$  Technik sind die Verfügbarkeit von oktavenbreiten Spektren und hinreichenden Impulsenergien, um den nichtlinearen Konversionsschritt zu treiben. Es wurde die Überlagerung höherer harmonischer Ordnung  $((n) \cdot \nu$ -

$(n + 1) \cdot \nu$  Interferometer mit  $n = 1, 2, 3 \dots$ ) vorgeschlagen und demonstriert, um die Bandbreitenanforderungen aufzuweichen [3, 91]. Dadurch verringert sich die benötigte spektrale Bandbreite  $\Delta\nu$  entsprechend  $\Delta\nu = \omega_c/(n + 1/2)$ . Jedoch wird dadurch das Problem der großen benötigten Bandbreite auf die Impulsenergie umgelegt, da durch die Erhöhung der nichtlinearen Ordnung die Anforderungen an die Impulsenergie drastisch anwachsen, was diesen Ansatz für die meisten Anwendungen disqualifiziert. Alternativ kann das Spektrum eines Lasers durch nichtlineare optische Prozesse vor dem  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer spektral verbreitert werden, z.B. durch Weißlichterzeugung in einer MSF (siehe Abschnitt 2.5). Allerdings gelingt dies nur für Impulse mit Impulsdauern  $\lesssim 150$  fs, da für längere Impulsdauern die Kohärenz verloren geht. Zusätzlich kann die Weißlichterzeugung selbst parasitäres Rauschen generieren [61]. Diese Restriktionen schließen die Anwendung der  $\nu$ - $2\nu$  Technik auf Pikosekundenlaser und Laser mit hohen Impulsfolgefrequenzen und geringen Impulsenergien aus. Gleichmaßen benötigen alle wesentlichen, bisher in der Literatur vorgestellten Verfahren zur Messung der CEP Drift oder der CEP extrem kurze Impulse im Bereich von  $\sim 5$  fs [92, 93, 94, 72, 95]<sup>1</sup>.

Eine besondere Stellung bezüglich der Laseranforderungen nimmt die Kreuzkorrelation aufeinander folgender Impulse durch Xu *et al.* [2] ein, da keine äußerst kurzen oder zumindest extrem breitbandige Impulse notwendig sind. Allerdings wird auch hier zumindest ein nichtlinearer Prozess benötigt, was ebenfalls nur die Vermessung von Impulsen hinreichender Impulsenergie zulässt.

Hier soll gezeigt werden, dass keine der beiden einschränkenden Anforderungen an den Laserimpuls zwingend nötig ist, und es wird eine lineare interferometrische Methode zur direkten Messung des CEP Drift aufeinander folgender Impulse diskutiert. Der Ansatz kombiniert Zwei- mit Vielarminterferometrie und ähnelt in Teilen dem Konzept von Xu, da ebenfalls nachfolgende Impulse eines Impulszuges überlagert werden, wobei allerdings keinerlei nichtlineare Konversion erforderlich ist. Im Abschnitt 2.4 wurde darauf hingewiesen, dass interferometrische Messungen mit Armlängen im Meterbereich relativ störanfällig sind. Daher wird hier auf ein spektral und räumlich aufgelöstes interferometrisches Verfahren zurückgegriffen (SSRI), das als leistungsfähiges Werkzeug zur präzisen Dispersionsmessung bereits etabliert ist [96, 97]. Der wesentliche Vorteil der SSRI Technik besteht in der simultanen Detektion vieler Interferogramme, so dass eine effektive Rauschunterdrückung während eines einzelnen Aufnahmevorgangs gewährleistet werden

<sup>1</sup>Es wurde von den Autoren bemerkt, dass in [94] die x-Achse in Fig. 3 nicht korrekt skaliert ist; um der Konvention zu entsprechen, dass der Feldvektor des Impulszentrums für  $\varphi = 0$  zur Oberfläche zeigt, muss die Achse um  $\pi$  verschoben werden.



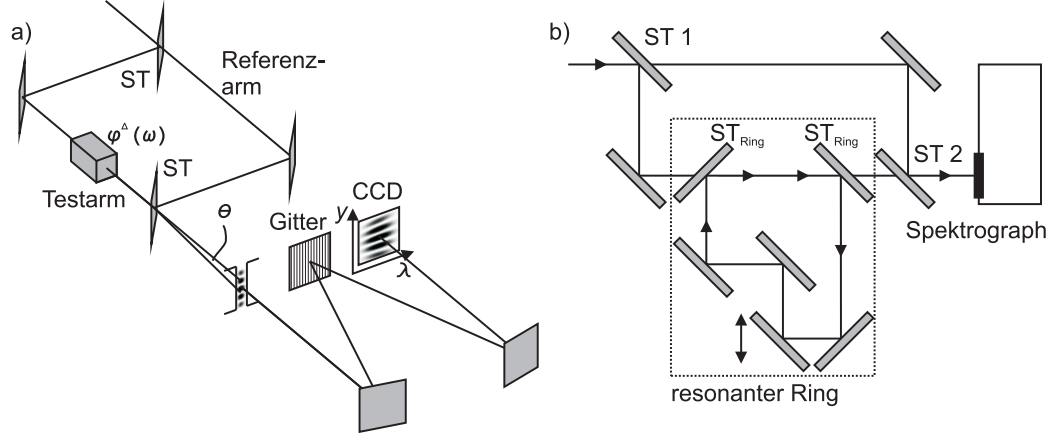


Abbildung 4.1: a) Veranschaulichung eines spektral und räumlich aufgelösten Interferometers. Das Phasenelement  $\varphi^\Delta(\omega)$  im Testarm repräsentiert den relativen Phasenunterschied zwischen Test- und Referenzimpulsen. b) Aufbau zur linearen Detektion der CEP Drift mit einem Mach-Zehnder Interferometer.

kann. Das vorgestellte Verfahren kann für Impulse mit beliebig schmalbandigen Spektren und Impulsenergien, die lediglich eine Detektion des Interferogramms zulassen müssen, angewendet werden.

#### 4.1.1 Spektral und räumlich aufgelöste Interferometrie

Zur Einführung soll konventionelle SSRI betrachtet werden. Bei SSRI werden zwei Repliken des Eingangsimpulses erzeugt, wobei sie allerdings einen kleinen Winkel  $\theta$  einschließen, siehe Abb. 4.1 a). Der Impuls im Testarm erfährt eine Phasenverschiebung  $\varphi^\Delta(\omega)$  relativ zum Referenzarm, so dass die verkippten Wellenfronten von Test- und Referenzarm in der Bildebene des Spektrographen ein spektral-räumliches Interferenzmuster hervorrufen

$$I(\omega, y) = I_{\text{Ref}}(\omega, y) + I_{\text{Test}}(\omega, y) + 2\sqrt{I_{\text{Ref}}(\omega, y)I_{\text{Test}}(\omega, y)} \cdot \cos\left(\varphi^\Delta(\omega) + \theta\frac{\omega}{c}(y - y_0)\right). \quad (4.1)$$

Hierbei repräsentieren  $I_{\text{Ref}}$  und  $I_{\text{Test}}$  die Intensitäten in Referenz- und Signalarm des Interferometers und  $y$  stellt die räumliche Koordinate dar, in dessen bei  $y_0$  der zeitliche Abstand der  $\omega_c$  Komponenten Null ist. Entwickelt man die relative Phasenverschiebung  $\varphi^\Delta(\omega)$  entsprechend Gl. (2.16) in Abschnitt 2.1.2, lässt sie sich als

$$\varphi^\Delta(\omega) = \varphi_0^\Delta + \text{GD}^\Delta \cdot \omega + D^\Delta(\omega) \quad (4.2)$$

darstellen.  $D^\Delta(\omega)$  fasst dabei die relativen Phasenterme höherer Ordnung zusammen. Lässt man die beiden Impulse zeitlich überlappen ( $GD^\Delta = 0$ ), setzt sich die relative Phasenverschiebung aus einem festen Versatz entsprechend der Differenz der absoluten CE Phase zwischen beiden Armen und einem dispersiven Beitrag zusammen

$$\varphi_{\text{Drift}}(\omega) = \varphi_{CE}^\Delta + D^\Delta(\omega), \quad (4.3)$$

wobei der feste Anteil  $\varphi_{CE}^\Delta$  die Phase und der dispersive Anteil  $D^\Delta(\omega)$  die Form des Streifenmusters bestimmt [97]. Letzterer soll zur Vereinfachung im Folgenden vernachlässigt werden. Entsprechend ergibt sich ein ideales trapezförmiges Streifenmuster in der Bildebene des Spektrographen, wie beispielsweise in Abb. 4.2 b) unten qualitativ gezeigt ist. Die spektrale Visibilität  $V$  des Streifenmusters hängt nur von den Intensitäten in Test- und Referenzarm ab

$$V = \frac{2\sqrt{I_{\text{Test}}(\omega)I_{\text{Ref}}(\omega)}}{I_{\text{Test}}(\omega) + I_{\text{Ref}}(\omega)} \quad (4.4)$$

und ist im betrachteten Fall identisch geformter Referenz- und Testarmspektren konstant in  $\omega$ . Sie ist daher letztlich durch das Amplitudenverhältnis zwischen Referenz- und Testarm bestimmt. Bei einem gemessenen Streifenmuster lässt sie sich anhand der Einhüllenden der Modulationsmaxima und -minima ( $I^{\text{Max}}$ ,  $I^{\text{Min}}$ ) extrahieren

$$V = \frac{I^{\text{Max}}(\omega) - I^{\text{Min}}(\omega)}{I^{\text{Max}}(\omega) + I^{\text{Min}}(\omega)}. \quad (4.5)$$

Sie ist 1, wenn beide Impulse die gleiche Amplitude haben und nimmt für ungleiche Amplituden ab.

#### 4.1.2 SSRI mit resonantem Ring

Abb. 4.1 b) zeigt den kompletten Aufbau des interferometrischen CEP Drift Messverfahrens. Dazu wurde in den Testarm des SSRI Zweiarmininterferometers ein Ringresonator eingebracht (gepunkteter Kasten in Abb. 4.1 b)). In diesem Ring interferieren aufeinander folgende Impulse eines Impulszuges  $E^n$

$$E_{\text{test}}^n = \sum_{k=n}^{-\infty} T R^{n-k} E^k. \quad (4.6)$$

$T$  und  $R$  bezeichnen den Transmissions- und Reflektionsgrad der idealen Ringstrahlteiler  $ST_{\text{Ring}}$  in Abb. 4.1 b). Haben alle Impulse die gleiche CE

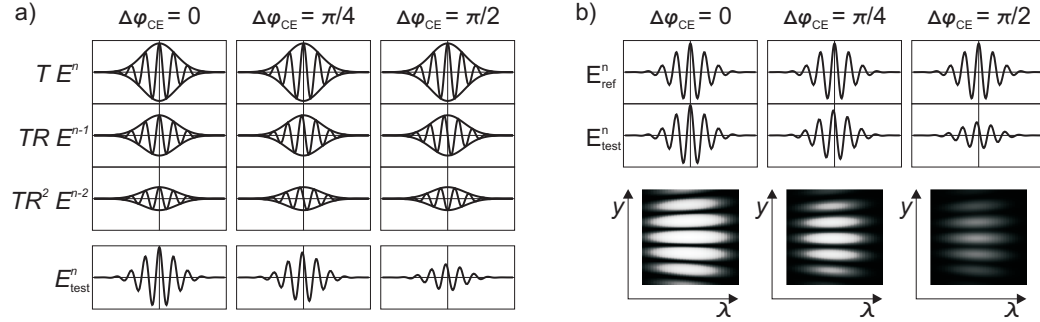


Abbildung 4.2: Konzept der linearen Detektion der CEP Drift. a) Überlagerung der Impulse im Testarm hinter dem resonanten Ring. In Abhängigkeit vom CEP Drift des Eingangsimpulszuges zeigt sich eine Amplitudenmodulation des resultierenden Impulses im Testarm. b) Interferenz der Impulse in Test- und Referenzarm. Die Variation der Testarmintensität führt zu einer Modulation der Visibilität des simulierten Streifenmusters des spektral und räumlich aufgelösten Interferogramms.

Phase  $\varphi_{\text{CE}}$ , überlagern sich alle Impulse konstruktiv und ergeben die maximale Amplitude im Testarm. Ist der CEP Drift ungleich Null, verringert sich die resultierende Amplitude im Testarm. Diese Abhängigkeit der Amplitude des Testarmimpulses von der CEP Drift ist in Abb. 4.2 a) dargestellt. Die Amplitudenmodulation wird mithilfe des SSRI Interferometers in eine CEP Drift abhängige Modulation der Visibilität des spektral-räumlichen Streifenmusters übersetzt (Abb. 4.2 b)). Die Visibilitätsvariation lässt sich rauscharm aus dem gemessenen 2D-Interferenzmustern extrahieren. In Abb. 4.2 ist ebenfalls zu sehen, dass die Phase des resultierenden elektrischen Feldes im Testarm leicht variiert, was jedoch für die hier vorgestellte Detektion ohne Bedeutung ist.

Abb. 4.3 a) stellt numerischen Simulationen der Visibilität als Funktion der CEP Drift für unterschiedliche Finesse des Ringresonators dar. Die Finesse beschreibt in der hier verwendeten Definition das Produkt der Amplitudenreflektivitäten der Ringstrahlteiler und entspricht für identische Strahlteiler deren Intensitätsreflektivität  $R$ . Der bisher besprochene Fall impliziert eine perfekte Übereinstimmung von Guppenlaufzeit des Ringresonators und inverser Impulsfolgefrequenz und soll daher im Folgenden als resonanter Fall bezeichnet werden. Allerdings ist dieser ideale resonante Fall ohne aktive Stabilisierung [71] unmöglich zu realisieren. Daher wurden weitere numerische Untersuchungen der Charakteristik des Interferometers unter Annahme einer Längenabweichung  $\Delta$  zwischen Ring- und Laserresonator durchgeführt, die für den exemplarischen Fall von  $\Delta = 50 \mu\text{m}$  in Abb. 4.3 b) gezeigt sind. Ver-

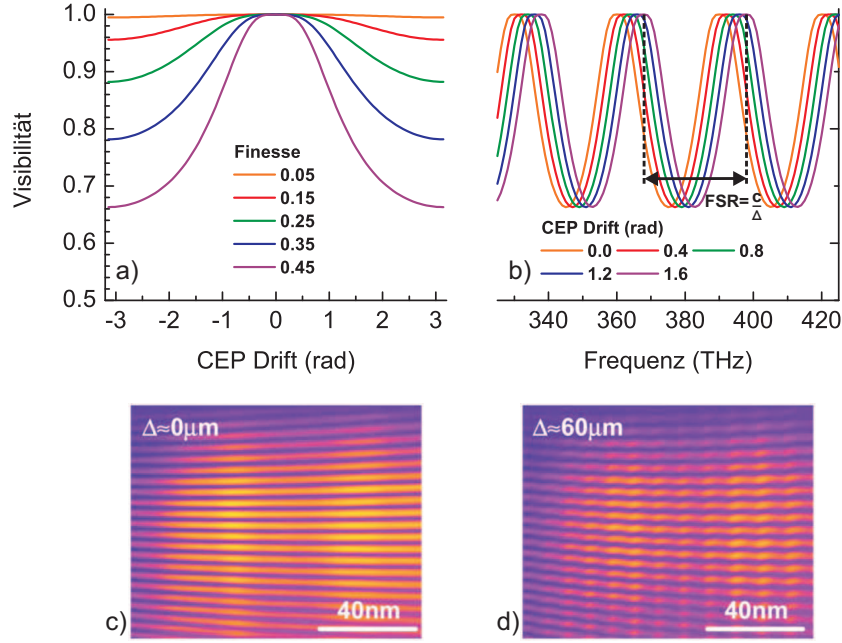


Abbildung 4.3: Simulation der Abhängigkeit der Visibilität von der CEP Drift im resonanten a) und nichtresonanten Fall b). Beim idealen resonanten Fall ist die Visibilität des gesamten Interferogramms konstant und von der CEP Drift abhängig. Für die Simulation ist sowohl ein verlustfreier Resonator mit idealen Ringstrahlteiler als auch ideale Strahlteiler ST 1 und ST 2 mit  $R_{ST1} = R_{ST2} = 0,5$  angenommen, so dass für  $\Delta\varphi_{CE} = 0$  die Amplitude im Testarm mit jedem Ringresonatorumlauf gegen die Amplitude im Referenzarm konvergiert. Im Allgemeinen nichtresonanten Fall ( $\Delta = 50 \mu\text{m}$ , Finesse = 0,45;  $R_{ST1} = R_{ST2} = 0,5$ ) zeigt sich eine spektrale Modulation der Visibilität, deren Phase mit dem CEP Drift variiert. Aufgenommene SSRI Streifenmuster für den resonanten c) und nichtresonanten Fall d).

stimmt man die Längen um mehrere Wellenlängen, wird die Streifenvisibilität eine Funktion der optischen Frequenz. Für die hier betrachteten Fälle geringer Finesse zeigt sie näherungsweise eine sinusartige Abhängigkeit. Diese Visibilitätskurven ähneln SI Signalen mit einem freien Spektralbereich (FSR), der durch  $\Delta/c$  gegeben ist. Es sei hervorgehoben, dass die CE Phaseninformation in der Phase der spektralen Modulation der Visibilität und nicht in der räumlichen Intensitätsmodulation des Streifenmusters kodiert ist. Faktisch ist die Visibilität des Streifenmusters genauso problemlos zu extrahieren wie dessen Amplituden, allerdings ist sie unabhängig von der Streifenposition, und so unempfindlich gegenüber Drift des SSRI Interferometers. Während die Resonatorlängenabweichung  $\Delta$  die Periode der Visibilitätsoszillation vor-

gibt, ist die CEP Drift im Versatz dieses Visibilitätskamms kodiert. Dies entspricht dem in Abschnitt 2.3 ausführlich beschriebenen Frequenzkamm und dessen CE Frequenz, nur dass nun die Information der Visibilität eines Streifenmusters aufgeprägt ist.

### 4.1.3 Experimente

Um die oben angestellten Betrachtungen experimentell zu überprüfen, wurden folgende Versuche durchgeführt. Als Laserquelle diente ein 10 fs Oszillator mit einer Impulsfolgefrequenz von 87,4 MHz und einer Zentralwellenlänge von 803 nm. Der Laser ist mit einem Paar resonatorinterner Glaskeile ausgestattet, um die CE Frequenz innerhalb eines Bereiches von 17 MHz zu verändern (siehe Abschnitt 2.6.1). Zur unabhängigen Messung der CE Frequenz wurde ein  $\nu$ -2 $\nu$  Interferometer benutzt. Während der Messungen wurde keine CE Phasenstabilisierung des Oszillators vorgenommen, da der Laser eine gute passive Stabilität aufweist ( $f_{\text{CE}} \text{ Drift} \lesssim 100 \text{ kHz/Min}$ ). Die Impulsfolgefrequenz des Lasers wurde mit einem Präzisionsfrequenzzähler (Agilent, 53131A) aufgenommen. Mit Gl. (2.25) in Abschnitt 2.3 lässt sich aus  $f_{\text{Rep}}$  und  $f_{\text{CE}}$  die CEP Drift berechnen. Innerhalb einer Messserie wurden die Streifenmuster mit einer CCD Kamera für fünf unterschiedliche Glaskeilpositionen zusammen mit der entsprechenden CE Frequenz aufgenommen. Zwischen zwei Serien wurde der Ringresonator von  $\Delta \approx 0$  auf  $\Delta = 60 \mu\text{m}$  verstimmt. Solche Doppelserien wurden für unterschiedliche Finesse und Amplitudenverhältnisse zwischen Test- und Referenzarm wiederholt, indem die Strahlteiler ST 1 und beide  $\text{ST}_{\text{Ring}}$  ausgetauscht wurden. Abb. 4.3 c) und d) zeigen an den Grenzwerten der Verstimmung aufgenommene Interferogramme. Bei jedem Schritt wurden neun Interferogramme zusammen mit der spektralen Intensitätsverteilung in Referenz- und Testarm aufgezeichnet. Anschließend wurde die spektrale Visibilität für jedes Interferogramm berechnet, und der Durchschnittswert wurde den einzelnen Parametern zugeordnet (CEP Drift, Finesse,  $\Delta$ ).

Zur exakten numerischen Simulation der Daten wurde die spektrale Reflektivität jedes verwendeten Spiegels und Strahlteilers im Bereich von 650-950 nm vermessen. Mithilfe dieser Kurven wurden sowohl die spektrale Transmission beider Arme als auch die spektral variierende Finesse des Ringresonators berechnet. Die angegebenen Werte beschreiben die Finesse bei der Zentralwellenlänge des Impulses. Alle berechneten Daten berücksichtigen neben den spektralen Eigenschaften der optischen Komponenten auch die Dispersion der Umgebungsluft, Schwankungen der optischen Weglängen während der Integrationszeit der CCD Kamera und die Divergenz des im Ring propagierenden Strahls, die sich faktisch als Verlust pro Umlauf äußert (die Divergenz

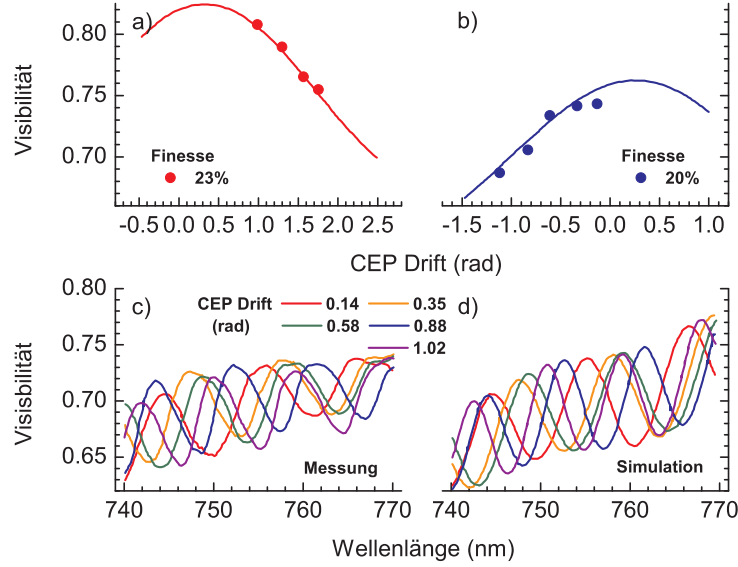


Abbildung 4.4: a), b) Visibilität der SSRI Streifenmuster als Funktion der CEP Drift im resonanten Fall für unterschiedliche Werte der Finesse. Die Symbole bezeichnen gemessene Werte, während die durchgezogenen Kurven das Ergebnis numerischer Simulationen sind. c), d) Gemessene und simulierte spektrale Visibilität des SSRI Interferogramms im nichtresonanten Fall ( $\Delta = 46 \mu\text{m}$ )<sup>1</sup>.

wurde zu  $\approx 0,65 \text{ mrad}$  gemessen). Bezieht man all diese Erscheinungen mit ein, lässt sich die Abhängigkeit der Visibilität von der CEP Drift berechnen, wie die durchgezogenen Linien in Abb. 4.4 a) und b) für zwei unterschiedliche Werte der Finesse zeigen, wenn der Ring konsequent auf Übereinstimmung mit der Impulsfolgefrequenz justiert wurde. Die gemessene Visibilität über den mit dem  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer erfassten Werten des CEP Drift sind durch Symbole gekennzeichnet. Besonders im Fall der höheren Finesse zeigt sich eine starke Korrelation zwischen gemessenen und simulierten Daten. Die Abweichungen übersetzen sich in eine Messgenauigkeit dieser Methode von etwa  $100 \text{ mrad}$  für die CEP Drift oder  $1,5 \text{ MHz}$  für die CE Frequenz. Abb. 4.4 b) zeigt die erwartete starke spektrale Modulation der Streifenvisibilität, die sich mit  $f_{\text{CE}}$  verschiebt, wenn der Ring verstimmt ist. Wie man sieht, stimmen die gemessenen exzellent mit den berechneten Kurven (Abb. 4.4) überein. Die einzige augenscheinliche Abweichung ist ein geringfügiger Phasenversatz der gemessenen Kurven, der erneut auf die erreichte Genauigkeit der Messung von etwa  $100 \text{ mrad}$  hinweist.

<sup>1</sup>Die Messungen wurden von K. Osvay und M. Görbe durchgeführt

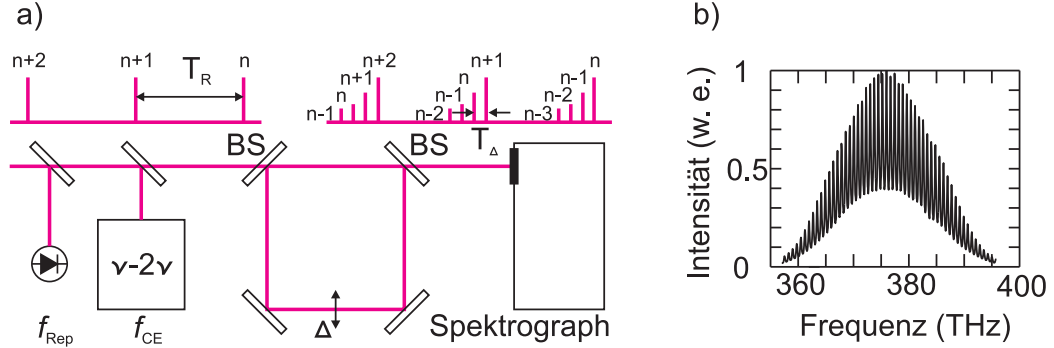


Abbildung 4.5: a) Aufbau zur Messung der CEP Drift. Die Strahlteiler BS bestimmen die Finesse des Ringresonators (Finesse = 0.99). b) zeigt ein gemittelter Interferenzstreifenmuster für eine Verstimmung  $\Delta = 405 \mu\text{m}$ . Die Integrationszeit der Kamera beträgt 30 ms.

#### 4.1.4 Perspektive

Formal kann man zwei zeitlich um  $T_{1,2}$  versetzte Impulse als simpelste Form eines Impulszuges betrachten. In diesem Bild entspricht deren sinusförmig modulierte spektrale Interferenzmuster einem Frequenzkamm der Periode  $1/T_{1,2}$ , wobei die Phasenverschiebung der Modulation bei  $\nu = 0$  den relativen Versatz der absoluten CEP beider Impulse wiedergibt, was formal der CEP Drift gleichkommt. Damit kann die lineare Messung des CEP Drifts von Oszillatorimpulsen noch weiter vereinfacht werden, indem man auf das SSRI Zweiarmlinterferometer verzichtet, so dass nur noch der resonante Ring übrig bleibt. Im verstimmten Fall erzeugt dieser hinter jedem Impuls des eingestrahnten Impulszuges zeitlich leicht verzögerte Repliken der Vorgängerimpulse, wie in Abb. 4.5 a) oben angedeutet. Der zeitliche Versatz  $T_\Delta$  lässt sich über die Verstimmung  $\Delta$  einstellen. Dies kommt einer Folge von neuen Tochterimpulszügen mit justierbarer Impulsfolgefrequenz gleich. Der Tochterimpulszug ist idealerweise durch dieselbe CEP Drift wie der Eingangsimpulszug gekennzeichnet. Justiert man die Impulsfolgefrequenz in den Terahertz-Bereich ( $\Delta \sim 100 \mu\text{m}$ ), lässt sich die entsprechende spektrale Interferenz (oder der Tochterfrequenzkamm) mit einem kalibrierten Spektrographen analysieren und  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  durch den zu Null extrapolierten Phasenversatz des Streifenmusters bestimmen. Die Form und Breite der Kammmoden lässt sich über die Güte des Resonators verändern.

Dazu wurden ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit Experimente durchgeführt. Der Aufbau und das Messverfahren ähneln stark den im letzten Abschnitt beschriebenen Experimenten und ist in Abb. 4.5 dargestellt. Die CE Frequenz des unstabilisierten Oszillators wurden mithilfe eines resonator-

internen variablen Glaskeilpaars verändert. Für jede Position des Glaskeils wurden 10 Interferogramme aufgenommen, deren Mittelwert zur Auswertung diente. Die CE Frequenz wurde über den Bereich von ca. 17 MHz in 45 Schritten verfahren. Gleichzeitig wurden zu jedem Schritt mit einem Frequenzzähler die Impulsfolgefrequenz des Oszillators und dessen CE Frequenz mittels  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer aufgenommen. Zusammen erlauben sie einen unabhängigen Nachweis der CEP Drift.

Mithilfe der Methoden der SI lässt sich aus den aufgenommenen Frequenzkammmustern die relative spektrale Phase der aufeinander folgenden Impulse des Tochterimpulszuges extrahieren [98, 99]. Die ist im idealen Fall, bei dem die aufeinander folgenden Impulse keine zusätzliche parasitäre Phasenverschiebung erfahren, eine lineare Phasenrampe aufgrund des bloßen zeitlichen Abstandes, deren extrapolierter Schnittpunkt bei  $\nu = 0$ , bzw. deren Versatz nach Abzug des linearen Trends  $\Delta\varphi_{\text{GPO}}$  und damit  $\Delta\varphi_{\text{CE}}$  liefert. Allerdings ist dieser ideale Fall im hier vorgestellten Experiment nicht gegeben, da die Umgebungsluft im Ringresonator parasitäre Phasenbeiträge einbringt. Dieser setzt sich zusammen aus einem resonanten Anteil  $\varphi_{\text{resonant}}$ , der eine Änderung der Impulsform und einen Gruppen-Phasen-Offset pro Teillänge des Rings, welcher der optischen Laserresonatorlänge  $L_R$  entspricht, verursacht

$$\varphi_{\text{resonant}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n_{\text{Luft}}(\omega)L_R - T_g(L_R) \cdot \omega, \quad (4.7)$$

und einem verstimmten Phasenanteil, der die Differenzlänge  $\Delta$  zur Gesamtlänge des Rings berücksichtigt,

$$\varphi_{\text{Drift}}(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot n_{\text{Luft}}(\omega)\Delta. \quad (4.8)$$

$L_R$  lässt sich aus der Impulsfolgefrequenz ableiten  $L_R = c \cdot T_R/n_g(\omega_c)$ . Der Brechungsindex von Luft  $n_{\text{Luft}}(\omega)$  ist in Abhängigkeit von der Raumtemperatur und dem Umgebungsdruck nach [100] berechnet worden. Die Verstimmung  $\Delta$  wurde aus dem Anstieg der um den resonanten Phasenanteil korrigierten gemessenen relativen Phase  $\varphi_{\text{meas}}$  ermittelt. Auf diese Weise lässt sich die gemessene relative Phase weiter bis auf den zu bestimmenden relativen CEP Drift von Impuls zu Impuls korrigieren

$$\Delta\varphi_{\text{CE}} = \varphi_{\text{meas}} - \varphi_{\text{resonant}} - \varphi_{\text{Drift}}. \quad (4.9)$$

Abb. 4.6 stellt die Resultate der auf die oben beschriebenen Weise analysierten Daten dar. Der Verlauf der CEP Drift während der Variation der Glaskeilposition wird für die unterschiedlichen Verstimmungen exakt wiedergegeben. Für den nach der Aufnahme der Datenreihen gemessenen Druck von



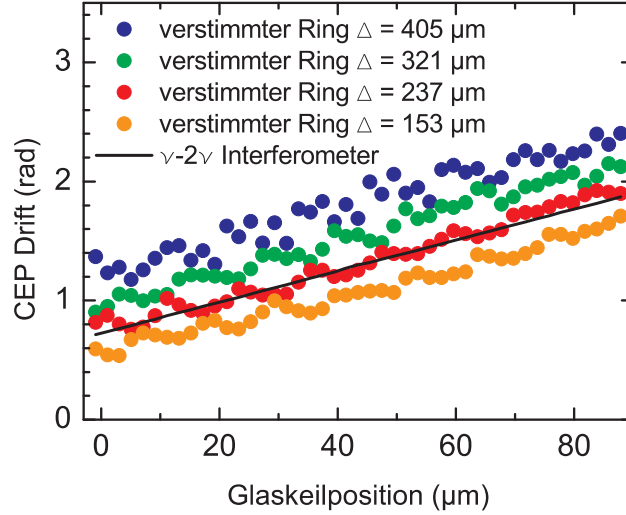


Abbildung 4.6: Vergleich der mit dem linearen Verfahren (Symbole) und dem  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer (Linie) gemessenen CEP Drift, während die Position der resonatorinternen Glaskeile variiert wird. Die angegebenen Verstimmungen stellen die Mittelwerte einer Messreihe dar.

1008 mbar und eine Umgebungstemperatur von 19.2°C stimmt der mit dem um 237  $\mu\text{m}$  verstimmtten Ring gemessene Verlauf der CEP Drift exzellent mit der  $\nu$ - $2\nu$  Referenz überein. Allerdings wird für die anderen Verstimmungen der Absolutwert nicht reproduziert. Die Verschiebung von einer Messreihe zur nächsten entspricht einer Schwankung oder Drift des Luftdrucks um etwa 1 mbar bzw. der Raumtemperatur um 0.3 K. Daher kann man die Messgenauigkeit erhöhen, indem der Ringresonator besser gegen störende Umwelteinflüsse geschirmt wird. Abgesehen vom Versatz ist die Standardabweichung in allen Messungen  $\leq 90$  mrad, was einer Ungenauigkeit der  $f_{\text{CE}}$  Messung von  $\leq 1.2$  MHz entspricht.

#### 4.1.5 Grenzen des Verfahrens

Natürlich gibt es auch bei der vorgestellten interferometrischen Methode Anforderungen an die spektrale Bandbreite der zu vermessenden Impulse. Um die spektralen Muster verlässlich auswerten zu können, benötigt man  $\lesssim 1$  nm Bandbreite. Dies setzt dem Verfahren eine praktische Grenze bei einer Impulsdauer für einen fourierlimitierten Impuls von einigen Pikosekunden (für VIS bis IR). Diese Grenze stellt allerdings nur eine Bandbreitenbeschränkung dar, so dass der CEP Drift stark gechirpter Impulse mit ca. 100 ps Dauer ebenfalls vermessbar ist. Gleichwohl ist die Mindestbandbreite etwa

1000-mal geringer als beim  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer.

Gleichfalls besteht eine untere Grenze hinsichtlich der Laserimpulsenergie. Um auswertbare Interferogramme aufzeichnen zu können, benötigt man etwa  $10^5$  Photonen pro Detektorelement, was einer Impulsenergie von etwa einem Mikrojoule für praktische Interferometeranwendungen entspricht. Das bedeutet gleichzeitig, dass dieses Verfahren keine Einzelschussmessung des Oszillators (Impulsenergie:  $\sim nJ$ ) zulässt. Jedoch reicht eine Integration über etwa 1000 Schüsse aus, die erforderliche Energieschwelle zu überschreiten. Daher sollten prinzipiell Detektionsbandbreiten von einigen 10 kHz möglich sein.

Letztendlich stellt die Dispersion der Umgebungsluft im Ringresonator die Begrenzung für die Genauigkeit des vorgestellten Messverfahrens dar. Dieses Problem kann umgangen werden, wenn der gesamte Ringresonator in einer evakuierbaren Kammer aufgebaut wird. Dann würde eine genauere Bestimmung der CEP Drift von Oszillatoren mit einem leicht verstimmtten Ringresonator möglich sein.

## 4.2 Selbstreferenzierung optischer Frequenzkämme

Gegenwärtig beruht die Stabilisierung der CEP Drift von Laseroszillatoren ausschließlich auf der phasenstarken Kopplung der CE Frequenz an eine Referenzfrequenz, die aus der Impulsfolgefrequenz abgeleitet wird. Die Rückkopplung in den Laser wird in der Regel mit einem akustooptischen Modulator erreicht, der die Leistung des Oszillatorpumplasers variiert, wie bereits oben beschrieben. Obwohl sich dieses Schema in vielen bahnbrechenden Experimenten bewährt hat, weist es einige erhebliche Schwächen auf.

### 4.2.1 Schwächen des Heterodyn-Verfahrens

Zum einen benötigt man für die Phasenregelschleife eine aufwändige Stabilisierungselektronik, deren korrekte Handhabung viel Erfahrung erfordert. Außerdem bricht die phasenstarre Bindung zwischen CE und Referenzfrequenz wenn der Regelbereich der PLL ausgeschöpft ist, so dass die CEP-Drift-Stabilität verloren geht. Dies macht eine Stabilisierung vor allem über mehrere Stunden äußerst schwierig. Des Weiteren verursacht jede Art von Rückkopplung, die bisher vorgeschlagen wurde, eine dynamische Veränderung anderer Laserparameter neben der CE Frequenz. So bewirkt die Rückkopplung mittels nichtlinearer oder geometrischer Dispersion Schwankungen

der Ausgangsimpulsenergie wohingegen die Veränderung der resonatorinternen Materialdispersion die Impulsfolgefrequenz sowie die Impulsdauer modifizieren. Schließlich erlaubt das konventionelle Stabilisierungsschema keine Erzeugung von Impulszügen mit gleicher absoluter CE Phase von Schuss zu Schuss ( $f_{\text{CE}} = 0$ ) da die Frequenz  $f_{\text{Ref}} = 0$  als Referenzfrequenz Ambivalenzen hervorruft (siehe Abschnitt 2.4.1). In modernen kommerziellen CEP-Drift-stabilisierten Verstärkersystemen ist daher eine präzise Timingkontrolle nötig, die sicherstellt, dass aus dem stabilisierten Oszillatorimpulszug nur Impulse gleicher (aber unbekannter) absoluter CEP der Verstärkereinheit zugeführt werden. Eine Stabilisierung des Oszillatorfrequenzkamms zu  $f_{\text{CE}} = 0$  würde daher den Aufbau CEP stabiler Verstärkersysteme erheblich vereinfachen.

Für die Anwendung von optisch-parametrischen Verstärkern (OPA) wurde von Baltuška *et al.* ein Selbstreferenzierungsverfahren vorgeschlagen, welches intrinsisch einen Impulszug ohne CEP Drift  $\Delta\varphi_{\text{CE}} = 0$  generiert [36]. Da sich der OPA Prozess als stimulierte Differenzfrequenzzeugung verstehen lässt, ist, falls Pump- und Signalimpulszug durch die gleiche Quelle erzeugt wurden, wobei beim Erzeugungsprozess  $f_{\text{CE}}$  erhalten blieb ( $\nu_{\text{Pump}}^n = n \cdot f_{\text{Rep}} + f_{\text{CE}}$ ;  $\nu_{\text{Signal}}^m = m \cdot f_{\text{Rep}} + f_{\text{CE}}$ ), der entstehende Differenzfrequenzkamm versatzfrei  $\nu_{\text{Idler}} = \nu_{\text{Pump}}^n - \nu_{\text{Signal}}^m = (n - m) \cdot f_{\text{Rep}}$ . Allerdings wurde dieses Verfahren aufgrund der hohen Anforderungen an die Quelle bisher nur mit Verstärkerimpulsen demonstriert.

Im Folgenden soll ein CEP-Drift-Stabilisierungsverfahren für Oszillatoren vorgestellt werden, dass die Vorzüge beider Techniken vereint. Dieses Verfahren stabilisiert den Impulszug zu  $f_{\text{CE}} = 0$  und benötigt dabei weder eine technisch aufwändige Phasenregelschleife noch erfordert sie eine Rückkopplung in den Laser. Daher ermöglicht dieses Verfahren die Vereinfachung besonders der Langzeit-CEP Stabilisierung von Lasersystemen.

### 4.2.2 Akustooptische Selbstreferenzierung

Das Konzept des neuen Verfahrens soll Abb. 4.7 a) verdeutlichen. Der frei laufende Impulszug des Oszillators wird in einem akustooptischen Frequenzschieber (AOFS) geteilt. Dieser besteht aus einem optischen Medium (z.B. Quarzglas), an dessen einer Seite eine Schallwelle der Frequenz  $f_{\text{ac}}$  angeregt wird, die sich dann durch den Kristall ausbreitet und am gegenüberliegenden Ende absorbiert wird. Die Schallwelle entspricht einem propagierenden Bragggitter, an dem der optische Strahl abgelenkt wird. Die Braggbedingung für den Einfallswinkel  $\alpha$ , der vom Eingangstrahl und den Wellenfronten der

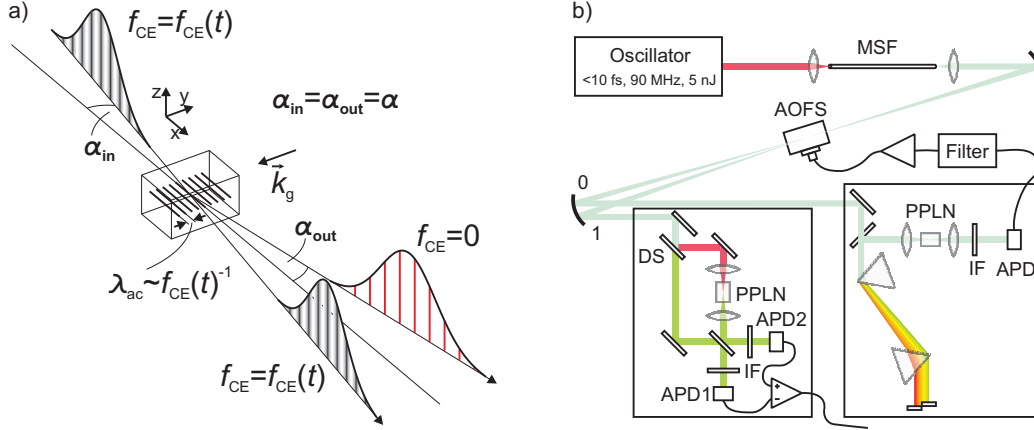


Abbildung 4.7: a) Braggreflektion eines Impulszuges an einer sich in einem Medium ausbreitenden Schallwelle. Der abgebeugte Frequenzkamm wird aufgrund der Energieerhaltung gleichzeitig um die Frequenz der Schallwelle verschoben. b) Aufbau zur out-of-Loop Messung der CEP Stabilisierungsperformance. MSF: Mikrostrukturfaser. AOFS: akustooptischer Frequenzschieber. DS: dichroitischer Spiegel. PPLN: periodisch gepolter Lithiumniobatkristall. IF: Interferenzfilter. APD: Lawinenphotodiode.

Schallwelle eingeschlossen wird, ergibt sich zu [14]

$$\alpha = \arcsin \frac{m\lambda_c}{2\lambda_{ac}}, \quad (4.10)$$

wobei  $m$  die Beugungsordnung ist (siehe Abb. 4.7 a)). Im Folgenden sei nur der Fall  $m = \pm 1$  betrachtet. Die Periode der Schallwelle  $\lambda_{ac}$  berechnet sich aus der angelegten Frequenz und der Schallgeschwindigkeit  $v_{ac}$  im Medium  $\lambda_{ac} = v_{ac}/f_{ac}$ . Für eine Zentralwellenlänge  $\lambda_c = 800$  nm und eine Schallgeschwindigkeit von 5930 m/s in Quarzglas ergibt sich bei einer Arbeitsfrequenz des AOFS von  $f_{ac} = 70$  MHz ein Braggwinkel  $\alpha = 4,7$  mrad, so dass transmittierter und reflektierter Strahl unter einem Winkel von etwa 9 mrad auseinander laufen. Aufgrund der Energieerhaltung bei der Wechselwirkung von akustischer und optischer Welle erfährt der Strahl in der ersten Beugungsordnung eine Frequenzverschiebung um  $f_{ac}$ . Die Verschiebungsrichtung ist von der Konfiguration abhängig. Sie ist additiv bzw. subtraktiv, falls der Gittervektor  $\vec{k}_g$  eine Komponente in Richtung bzw. in entgegengesetzter Richtung des optischen Wellenvektors hat ( $m = 1$  bzw.  $-1$ ; in Abb. 4.7 a) ist der subtraktive Fall dargestellt). Auf diese Weise kann erreicht werden, dass alle Frequenzen des abgebeugten Frequenzkamms um  $f_{ac}$  verringert sind  $\nu_m = m \cdot f_{Rep} + f_{CE} - f_{ac}$ . Koppelt man die CE Frequenz in den AOFS zurück ( $f_{ac} = f_{CE}$ ), wird der abgebeugte Frequenzkamm zu Null verschoben, so

dass alle Impulse des entsprechenden Impulszuges die gleiche absolute CEP zeigen [101]. Dieser Modus wird im Folgenden als selbstreferenzierter Betrieb bezeichnet. Durch die räumliche Trennung von Laser und Rückkopplungseinheit bleibt der Laser völlig störungsfrei.

Abb. 4.7 b) zeigt den Messaufbau zur Charakterisierung eines mit einem AOFS selbstreferenzierten Oszillators. Als Laserquelle wird ein 10 fs Oszillator ( $f_{\text{Rep}} = 87,4 \text{ MHz}$ ) verwendet, der zusätzlich in einer Mikrostruktur-faser spektral verbreitert wird. Der kollimierte Ausgangsstrahl wird in den AOFS fokussiert. Die unveränderte, transmittierte nullte Beugungsordnung wird genutzt, um die CE Frequenz des Oszillators zu messen. Dazu wird der Strahl in ein QCP  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer eingeleitet. Die CE Frequenz der Amplitudenmodulation wird mit einer Lawinenphotodiode gemessen und anschließend gefiltert und verstärkt. Sie wird direkt mit dem Schallwandler des AOFS verbunden. Auf diese Weise wird der Frequenzkamm der ersten Beugungsordnung um die angelegte CE Frequenz zu Null verschoben, was einem Impulszug gleichkommt, dessen Impulse eine konstante aber unbekannte absolute CE Phase haben.

Mit dem verwendeten AOFS (Brimrose, QZF-70-10-.800) können Beugungseffizienzen von über 50% erreicht werden ( $P_{\text{ac}} \approx 6 \text{ W}$ ). Der AOFS wurde so gewählt, dass er für  $f_{\text{ac}} = 70 \text{ MHz}$  optimiert ist, um die Anforderungen an die Flankensteilheit der elektronischen Bandpassfilter möglichst gering zu halten (dazu sollte  $f_{\text{ac}} = (2n + 1) \cdot f_{\text{Rep}}/4$  mit  $n = 0, 1, 2 \dots$  gewählt werden; für  $n = 1$ ,  $f_{\text{ac}} \approx 70 \text{ MHz}$ ). Dazu wird die CE Frequenz vor dem Schließen des Rückkoppelkreises mithilfe von resonatorinternen Glaskeilen grob zu 70 MHz justiert. Die Bandbreite der Rückkopplung wird durch die Zeit bestimmt, welche die Schallwelle vom Wandler bis zum Kreuzungspunkt mit dem optischen Strahl benötigt. Dies lässt eine Abschätzung der Bandbreite auf über 100 kHz zu, was vergleichbar mit der Bandbreite des konventionellen Verfahrens ist. Die numerische Apertur der Fokussierung in den AOFS entscheidet über die Trennbarkeit von nullter und erster Beugungsordnung. Für einen Strahldurchmesser von etwa 1 mm (Halbwertsbreite) können nullte und erste Beugungsordnung bei einer Fokussierung und Kollimierung mit Konkavspiegeln der Brennweite  $l = 50 \text{ cm}$  gut getrennt werden.

Um die Stabilität der CEP Drift des Impulszuges in der ersten Beugungsordnung unabhängig zu bestätigen, wird der mutmaßlich versatzfreie Impulszug in ein zweites out-of-Loop  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer eingeleitet (siehe Abb. 4.7 b)). Dieses  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer ist in einer Mach-Zehnder Konfiguration aufgebaut, um zwei Ausgangskanäle zu erhalten. Die Auswertung der Signale beider Kanäle ermöglicht eine homodyne Detektion von  $f_{\text{CE}}$  bei Null [102], die mit einer heterodyn Detektion nicht möglich ist. Dies wird möglich, da die homodyne Detektion im Gegensatz zum Heterodyn-Verfahren die Ampli-

tudenmodulation der Ausgangsimpulszüge im Zeitraum ausgewertet. Das Interferenzsignal  $\propto \cos(2\pi f_{\text{CE}}t + \varphi_0)$  hängt für  $f_{\text{CE}} \rightarrow 0$  nur noch von der Phase  $\varphi_0$  ab. Da diese im Bereich  $[-\pi/2; \pi/2]$  eindeutig ist, kann die Ambivalenz des Heterodyn-Verfahrens bei  $f_{\text{CE}} = 0$  überwunden werden. Aufgrund der Energieerhaltung sind die Oszillationen der relativen Phase zwischen den Armen in beiden Kanälen um  $\pi$  gegeneinander phasenverschoben (Kanal 1:  $\propto \cos(2\pi f_{\text{CE}}t + \varphi_0)$ ; Kanal 2:  $\propto \cos(2\pi f_{\text{CE}}t + \varphi_0 + \pi)$ ). Leistungsschwankungen des Signals hingegen treten in beiden Kanälen gleichläufig auf. Durch geeignete Subtraktion der Signale beider Kanäle  $(U_{\text{Ch1}} - U_{\text{Ch1}})/(U_{\text{Ch1}} + U_{\text{Ch1}})$ , balancierte Detektion) kann so genanntes Gleichtaktrauschen unterdrückt werden, welches bei der Auswertung nur eines Kanals fälschlicherweise als Modulationssignal interpretiert würde. Allerdings übersetzt sich auf diese Weise Detektorrauschen in parasitäres CE Phasenrauschen, weshalb das Heterodyn-Verfahren generell vorteilhafter ist.

### 4.2.3 Verschieben von Frequenzkämmen

In einem ersten Experiment wurde das Konzept mit einer frei laufenden Messung überprüft. Dazu wurde der Rückkoppelkreis nicht geschlossen. Stattdessen wurde an den Schallwandler des AOFS eine feste Frequenz eines Synthesizers  $f_{\text{Synth}}$  nahe der in der nullten Beugungsordnung (in-Loop) gemessenen CE Frequenz angelegt. Folglich sollte der frei laufende Frequenzkamm des Oszillators um  $f_{\text{Synth}}$  nah an die Null heran verschoben werden. Das in der ersten Beugungsordnung zu erwartende Verhalten wird durch die Messung eines in-Loop Phasensignals charakterisiert, indem die in-Loop CE Frequenz (QCP) mit der synthetischen Frequenz unter Verwendung eines Phasendetektors (Mini-Circuits, ZRPD-1) verglichen wird. Eine solche Messung ist in Abb. 4.8 d) dargestellt.

Man erkennt die Oszillation der zu erwartenden CE Frequenz, die bei etwa 2 ms und zwischen 6 und 7 ms einige Nulldurchgänge zeigt. In Abb. 4.8 a) sind die direkten Messsignale  $U_{\text{APD1}}$ ,  $U_{\text{APD2}}$  der beiden Lawinenphotodioden des out-of-Loop Interferometers (Mach-Zehnder) dargestellt, die um  $\pi$  gegeneinander verschoben sind. Entsprechend  $(U_{\text{APD1}} - U_{\text{APD2}})/(U_{\text{APD1}} + U_{\text{APD2}})$  lässt sich das CEP empfindliche Signal in Abb. 4.8 c) gewinnen. Die out-of-Loop und in-Loop gemessenen CEP empfindlichen Signale zeigen eine klare Korrelation, was das Konzept der Verschiebung von Frequenzkämmen durch einen AOFS bestätigt. Zur Veranschaulichung wurde aus dem zeitlichen Abschnitt des CEP empfindlichen Signals (out-of-Loop) zwischen 2,5 und 6 ms durch Wavelettransformation [103] ein Spektrogramm berechnet (siehe Abb. 4.8 b)). Es deckt schnelle Schwankungen der CE Frequenz auf. So ändert sich  $f_{\text{CE}}$  beispielsweise zwischen 4,5 und 5,5 ms um etwa 30 kHz. Diese schnell-

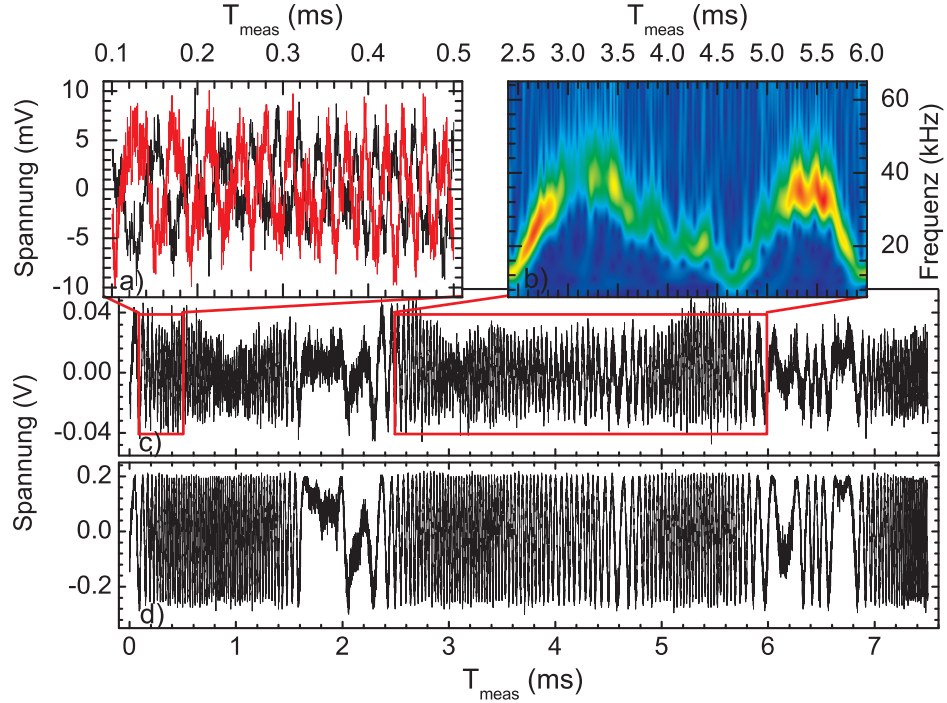


Abbildung 4.8: a) Gemessene komplementäre Lawinenphotodiodesignale. b) Frequenzanalyse des out-of-Loop gemessenen CEP empfindlichen Signals. c) Out-of-Loop Messserie des CEP empfindlichen Signals. d) In-Loop Messserie des CEP empfindlichen Signals.

len Variationen wurden unter repräsentativen Bedingungen aufgenommen, ohne beispielsweise durch Justage die Rauschempfindlichkeit zu vergrößern. Ähnliche Schwankungen sind wohl bekannt und wurden schon bei den ersten Messungen der CE Frequenz festgestellt [3]. Diese Darstellung verdeutlicht die Anforderung, die an eine Rückkopplung gestellt wird. Um solche schnellen Änderungen  $f_{CE}(t)$  rückkoppeln zu können, benötigt man eine Bandbreite im Bereich von einigen zehn Kilohertz, die vom AOFS bereitgestellt werden kann.

#### 4.2.4 Selbstreferenzierter Betrieb

Als nächster Schritt wurde die mit dem QCP  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer detektierte CE Frequenz, nachdem sie gefiltert und verstärkt wurde, direkt mit dem Schallwandler des AOFS verbunden und so der Rückkopplungskreis geschlossen. Messungen des restlichen out-of-Loop CE Phasenrauschens im selbstreferenzierten Betrieb sind in Abb. 4.9 a) und b) gezeigt. In Abb. a) wurde das

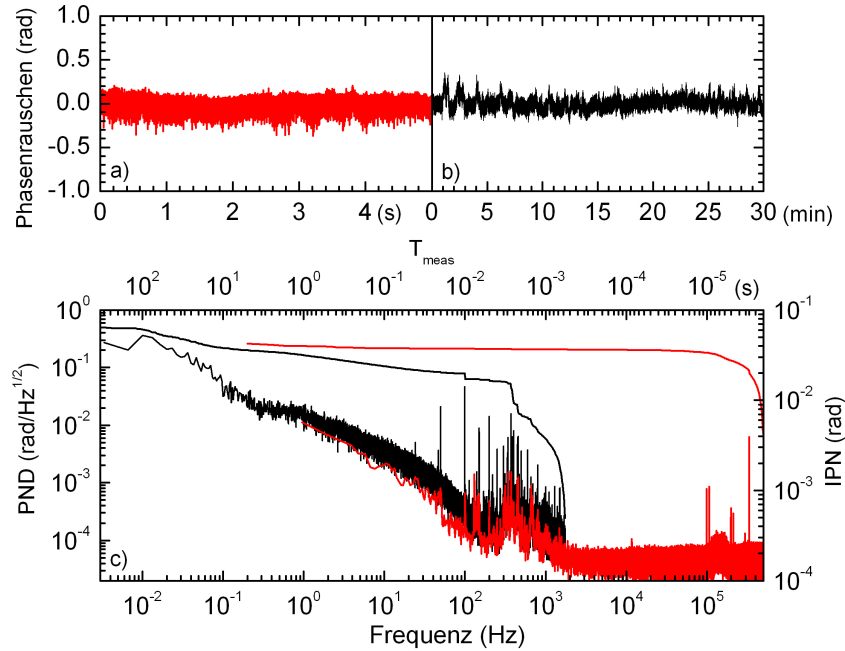


Abbildung 4.9: Messung des CE Phasenrauschens im stabilisierten Zustand über 5 s a) und 30 min b). Phasenrauschdichte und integriertes Phasenrauschen für die in a) und b) gezeigten Messserien.

Rauschen mit 1 MSample/s abgetastet. Aufgrund des begrenzten Speichers konnten auf diese Weise nur 5 s des Phasenrauschens aufgenommen werden, so dass diese Messungen vor allem Informationen über schnelle Rauschkomponenten beinhaltet. Daher wurde eine weitere Messung mit einer Abtastrate von 3,5 kSample/s durchgeführt, die eine Vermessung der CEP Langzeitstabilität zulässt (Abb. 4.9 b)).

Abb. 4.9 c) zeigt die bekannte spektrale Analyse des zeitlichen CEP Rauschsignals, die sich in drei Bereiche einteilen lässt. Für Frequenzen oberhalb einiger Kilohertz erkennt man einen nahezu weißen Rauschuntergrund, der die Empfindlichkeit der Detektion widerspiegelt. Bei etwa 150 kHz lässt sich ein etwa 100 kHz breites Rauschband erkennen, dass sich als Artefakt, verursacht durch den noch unnötigerweise angeschalteten Frequenzsynthesizer, herausstellte. Das entsprechende integrierte Phasenrauschen legt offen, dass für die kürzere Zeitreihe das Phasenrauschen im Wesentlichen durch die Sensitivität der Messanordnung bestimmt ist. Des weiteren zeigt sich kein nennenswerter Beitrag des parasitären Rauschbandes bei 150 kHz, der die Messung merklich verfälschen könnte. Im Bereich zwischen 100 Hz und etwa 3 kHz zeigt sich abermals das bekannte breite akustische Rauschband, aber



auch hier ist der Beitrag zum integrierten Phasenrauschen gering. Erst für Frequenzen kleiner als 100 Hz zeigt sich langsame Drift, z.B. bei  $10^{-2}$  Hz, die ebenfalls parasitären Rauschbeiträgen zugeordnet werden, verursacht durch die unterschiedliche Interferometerkonfiguration von in-Loop (QCP) und out-of-Loop (Mach-Zehnder) Interferometer (siehe Abschnitt 3.1).

Beide Einzelmessungen ergeben exzellente out-of-Loop CE Phasenrauschwerte (rms) von etwa 40 mrad (im Bereich  $[0, 2 \text{ Hz}; 0, 5 \text{ MHz}]$ ) und 80 mrad ( $[0, 6 \text{ mHz}; 1, 75 \text{ kHz}]$ ). Setzt man beide PSD bei der Grenzfrequenz  $f = 1, 75 \text{ kHz}$  zusammen, beläuft sich das gesamte rms Phasenrauschen auf etwa 88 mrad ( $[0, 6 \text{ mHz}; 0, 5 \text{ MHz}]$ ) und unterbietet damit die besten in der Literatur beschriebenen Werte [70]. Neben der überzeugenden Performance kommt das Selbstreferenzierungsverfahren ohne aufwändige Phasenregelschleife bzw. Performancebeeinträchtigung des Lasers aus und ermöglicht prinzipiell durch Frequenzsynthese das Verschieben des Frequenzkamms zu jedem beliebigen Versatz inklusive  $f_{\text{CE}} = 0$ .

#### 4.2.5 Grenzen des Verfahrens

Zur Gewährleistung einer Langzeit-Selbstreferenzierung muss die CE Frequenz des freilaufenden Oszillators innerhalb der Bandbreite des elektronischen Bandpassfilters bleiben, um eine ausreichende Schallwellenamplitude zu garantieren. Für den verwendeten Bandpassfilter (Mini-Circuits BBP-70(+)) betrug die tolerable Bandbreite etwa  $\pm 5 \text{ MHz}$  (Verluste  $\leq 1 \text{ dB}$ ). Zusätzlich führt eine Änderung der Schallwellenfrequenz zu einer Änderung des Abbeugewinkels  $\alpha_{\text{out}}$  (siehe Abb. 4.7 a)). Berechnungen zufolge beträgt diese Änderung  $\Delta\alpha_{\text{out}} = 67 \mu\text{rad}/\text{MHz}$ . Für die Bandbreite von 10 MHz ergibt sich so eine geringe Änderung von  $\alpha_{\text{out}} \pm 7\%$ . Sollte die passive Stabilität des Oszillators nicht ausreichen, so dass  $f_{\text{CE}}$  den Toleranzbereich des Bandpassfilters verlässt oder sollte die entstehende Strahlrichtungsschwankung die Toleranz der vorgesehenen Anwendung überschreiten, kann durch eine simple langsame Regelschleife, die sich beispielsweise eines steuerbaren resonatorinternen Glaskeilpaares bedient, eine grobe Stabilisierung von  $f_{\text{CE}}$  vorgenommen werden. Die passive Stabilität des hier beschriebenen Lasers erwies sich allerdings für die vorgestellten Experimente als ausreichend. Ebenfalls konnte kein Effekt, der durch Strahlrichtungsschwankungen verursacht wurde, bemerkt werden.

Streng genommen gilt die Beziehung (4.10) nur für die Zentralwellenlänge  $\alpha_{\text{in}}(800 \text{ nm}) = \alpha_{\text{out}}(800 \text{ nm}) = \alpha$ , so dass die Wellenlängen eines breiten Eingangsspektrums innerhalb der Beugungsordnungen räumlich aufgefächert sind  $\alpha_{\text{out}}(\lambda)$ . Diese Auffächerung kann durch die Platzierung eines Elements mit entgegengesetzter Winkeldispersion direkt hinter dem AOFS

ausgeglichen werden. Berechnungen zeigen, dass beispielsweise ein Quarzglaskeil mit einem Scheitelwinkel von ca.  $18^\circ$  die Winkeldispersion des beschriebenen AOFS (Quarzglas,  $f_{ac} \approx 70$  MHz) in erster Näherung ausgleichen kann. Da dieses Kompensationselement möglichst nah hinter dem AOFS platziert werden muss, wo nullte und erste Beugungsordnung noch nicht makroskopisch getrennt sind, überträgt sich auf diese Weise die Winkeldispersion auf die nullte Beugungsordnung, so dass diese die wellenlängenabhängige räumliche Auffächerung zeigt. Der so räumlich aufgetrennte Strahl kann günstigerweise direkt zur Separation von fundamentalen und harmonischen Komponenten genutzt werden, was beispielsweise im QCP  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer erst mit einem einmaligen Durchgang durch die Prismensequenz ermöglicht wird. Die räumliche Auffächerung und die Strahlrichtungsschwankungen können vollständig vermieden werden, wenn man die Schallwellenfrequenz halbiert und die erste Beugungsordnung mit einem Retroreflektor in sich zurückstrahlt [104]. Die Polarisierungen von ein- und auslaufendem Strahl können mit einer Viertelwellenplatte um  $90^\circ$  gegeneinander verdreht werden, so dass man anschließend beide Strahlen leicht mit einem Polarisationsstrahlteiler trennen kann. Allerdings verringert die zweimalige Abbeugung im AOFS die effektive Beugungseffizienz und verdoppelt die Ausbreitungsstrecke im Medium.

Für viele Anwendungen ist die Erhaltung der Impulsdauer des CEP-Driftstabilen Impulszuges unerlässlich. Daher muss die Dispersion, die durch den AOFS eingebracht wird, vor- oder nachkompensiert werden. Dieser Umstand spricht für die Verwendung eines AOFS aus Quarzglas aufgrund der beherrschbaren Dispersionseigenschaften ( $\text{SiO}_2$ :  $\text{GVD}(800\text{ nm}) = 35\text{ fs}^2/\text{mm}$ ). Andere optische Materialien, die wegen ihres höheren elastooptischen Koeffizienten mit geringeren Schallwellenamplituden vergleichbare Beugungseffizienzen erreichen können, zeigen häufig eine beträchtliche Dispersion (z.B.  $\text{TeO}_2$ :  $\text{GVD}(800\text{ nm}) \approx 500\text{ fs}^2/\text{mm}$ ), so dass eine Kompensation sehr aufwändig bis aussichtslos ist. Der verwendete AOFS hat eine geometrische Länge von etwa 2.7 cm und erzeugt somit eine  $\text{GDD}(800\text{ nm})$  von  $\approx 1000\text{ fs}^2$ . Die Impulsdauer eines 10 fs-Impulses wird nach Gl. (2.20) beim einmaligen Durchgang durch den AOFS auf ca. 300 fs zeitlich gestreckt. Eine solche zeitliche Dehnung kann mit konventionellen Kompressoren kompensiert werden [105, 106].

### 4.3 Zusammenfassende Bemerkungen

Abschnitt 4.1 stellt ein Verfahren zur Messung der CEP Drift dar, welches nur auf linearer Optik beruht. Es ist daher von Voraussetzungen hinsichtlich der

Leistung und/oder der spektralen Bandbreite weitgehend unabhängig und kann somit weit universeller eingesetzt werden als ein  $\nu$ - $2\nu$  Interferometer. Es sei bemerkt, dass die lineare Methode nicht mit der von  $\nu$ - $2\nu$  Interferometern erreichten Messgenauigkeit konkurrieren kann, und daher nicht für hochpräzise Anwendungen wie beispielsweise in der Frequenzmetrologie geeignet ist. Trotzdem gewährt die Technik Zugang zur CE Frequenz von Lasertypen, die mit anderen Methoden nicht messbar ist. Diese Typen umfassen unter anderem Pikosekundenlaser und Laser im Impulsbetrieb mit vergleichsweise geringer Spitzenleistung, wie sie in der Telekommunikationstechnik verwendet werden. Das Interferometerrauschen ist für höhere Impulsfolgefrequenzen voraussichtlich weniger ausgeprägt, da das Interferometer sehr viel kompakter gebaut werden kann. Zusätzlich können Umwelteinflüsse durch die Evakuierung eines kompakten Interferometeraufbaus stark reduziert werden. Daher erscheint es möglich, in Zukunft die Genauigkeit dieser Methode auf einige 10 mrad zu erhöhen.

Abschnitt 4.2 diskutiert eine spektrale Methode zur Erzeugung eines selbstreferenzierten Impulszuges, dessen Einzelimpulse alle die gleiche elektrische Feldstruktur aufweisen. Die direkte Rückkopplung ohne zusätzliche Rauschbeiträge einer unnötig gewordenen Phasenregelschleife ermöglicht eine dem klassischen Verfahren überlegene Stabilisierungsperformance, die zusätzlich davon profitiert, dass die Rückkopplung den Laser in keiner Weise beeinflusst. Durch die Entkopplung von Laser und Rückkopplungskreis ist diese Methode leicht in bestehende Systeme mit modengekoppelten Lasern integrierbar, wobei die einzige Voraussetzung die Messbarkeit der CE Frequenz ist. Daher besitzt die Selbstreferenzierung das Potential, besonders Langzeitstabilisierungen der CEP Drift drastisch zu vereinfachen.



# Kapitel 5

## Ergebnisse

Im Fokus dieser Arbeit stand das Carrier-Envelope Phasenrauschen, das in verbesserten Messaufbauten analysiert wurde, was letztlich in die Entwicklung eines komplett neuen Ansatzes zur Stabilisierung mündete.

Um eine Grundlage für die folgenden Kapitel zu schaffen, wurden zunächst verschiedene Detektionssysteme hinsichtlich ihres Rauschens analysiert und optimiert. Dazu wurden unterschiedliche  $\nu$ - $2\nu$  Interferometerkonfigurationen zur Messung der CEP Drift von Oszillatoren vorgestellt, deren spektrale Bandbreite keine optische Oktave abdeckt. Diese setzen sich im Grad der räumlichen Trennung beider Interferometerarme stark voneinander ab. Es konnte gezeigt werden, dass durch die Verwendung eines so genannten Quasi Common Path Interferometers, das die räumliche Separation auf ein Minimum reduziert, die vom Interferometer selbst erzeugten parasitären CEP Rauschbeiträge um ca. einen Faktor zwei gegenüber einem gewöhnlichen Mach-Zehnder Interferometer reduziert werden können. Hierbei traten deutlich Artefakte der kommerziellen Stabilisierungselektronik als technische Limitierung hervor.

Für Verstärkerimpulse wurde ein modifiziertes Detektionsschema vorgestellt, welches erstmalig die empfindliche Erfassung der CEP Drift mit Einzelschussauflösung zulässt. Dadurch wird erstmalig eine sinnvolle Analyse des CEP Rauschens insbesondere hochfrequenter Komponenten im Bereich über 100 Hz ermöglicht. Für das verwendete System konnte herausgefunden werden, dass der Verstärkungsprozess keine messbaren Beiträge zum CEP Rauschen des Gesamtsystems hinzufügt, so dass Rauschen im Wesentlichen vom Oszillator vererbt wird. Die Empfindlichkeit des völlig analog-elektronischen Schemas ist etwa zehnmal größer als die des konventionellen CCD-basierten Verfahrens. Mit dem neuartigen Verfahren kann beispielsweise die Eignung

verschiedener Verstärkerpump Laser als Treiber für CEP-Drift-stabilisierte Lasersysteme überprüft werden.

Basierend auf einem Ringresonator wurde ein lineares Verfahren zur Vermessung der CEP Drift von Oszillatoren vorgelegt und demonstriert. Es beruht auf der spektralen Detektion eines Visibilitätskamms, dessen Modenabstand im Terahertzbereich liegt und daher mit einem konventionellen Spektrographen aufgenommen werden kann. Analog zum bekannten Frequenzkamm birgt der Kammversatz die Information zur CEP Drift. In Zukunft soll mit einem stabileren und kompakteren Aufbau in einer evakuierten Zelle die Messgenauigkeit weiter erhöht werden. Damit ist nun erstmalig die lang verborgene Kenngröße der CEP Drift auch für Laser mit Impulsdauern im hohen Femtosekunden- bis Pikosekundenbereich messbar.

Ebenfalls für Oszillatoren wurde schließlich ein neuartiger Ansatz erprobt, der wesentliche technische Schwächen des etablierten PLL-basierten Verfahrens überwindet. Der direkte Brückenschlag zwischen Heterodyn-Signal und externem Rückkoppelement ohne den Umweg über einen rauschbehafteten Regelkreis vereinfacht die technische Umsetzung und reduziert Störungen. Ferner kann prinzipiell jede beliebige Änderung der Trägerposition relativ zur Einhüllenden von aufeinander folgenden Impulsen erzeugt werden. Die Entkopplung von Lichtquelle und Rückkoppelement gewährleistet einen störungsfreien Laserbetrieb. Ein erstes Experiment mit einem nachträglich verbreiterten Oszillator offenbarte die Leistungsfähigkeit dieses Konzepts. Die erreichte Performance übertrifft sogar das erwiesene Leistungsvermögen direkt oktavenbreiter Systeme. Damit trägt dieses Verfahren zur Vereinfachung der Technik, vor allem aber zur verlässlichen Langzeitstabilisierung der CEP Drift bei, die insbesondere die Untersuchung hochnichtlinearer atomarer Ionisationsprozesse ermöglicht, die eine tagelange Mittelung erfordern. Außerdem begünstigt eine verbesserte CEP Stabilisierung die Weiterentwicklung der Attosekudentechnologie.

In Summe versprechen also die erreichten Verbesserungen die Anwendbarkeit von CEP Stabilisierungen auf eine größere Klasse von Lasern mit einer höheren Präzision, was insgesamt die Komplexität solcher Systeme reduziert und Messungen ermöglicht, die bisher an technischen Schwierigkeiten scheiterten.

# Literaturverzeichnis

- [1] ECKSTEIN, J. N.: *High resolution spectroscopy using multiple coherent interactions*, Stanford Univ., Diss., 1978
- [2] XU, L. ; SPIELMANN, Ch. ; POPPE, A. ; BRABEC, T. ; KRAUSZ, F. ; HÄNSCH, T. W.: Route to phase control of ultrashort light pulses. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), S. 2008
- [3] TELLE, H. R. ; STEINMEYER, G. ; DUNLOP, A. E. ; STENGER, J. ; SUTTER, D. H. ; KELLER, U.: Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. In: *Appl. Phys. B* 69 (1999), S. 327
- [4] JONES, D. J. ; DIDDAMS, S. A. ; RANKA, J. K. ; STENTZ, A. ; WINDELER, R. S. ; HALL, J. L. ; CUNDIFF, S. T.: Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis. In: *Science* 288 (2000), S. 635
- [5] UDEM, Th. ; HOLZWARTH, R. ; HÄNSCH, T. W.: Optical frequency metrology. In: *Nature* 416 (2002), S. 233
- [6] FISCHER, M. ; KOLACHEVSKY, N. ; ZIMMERMANN, M. ; HOLZWARTH, R. ; UDEM, Th. ; HÄNSCH, T. W. ; ABGRALL, M. ; GRÜNERT, J. ; MAKSIMOVIC, I. ; BIZE, S. ; MARION, H. ; SANTOS, F. Pereira D. ; LEMONDE, P. ; SANTARELLI, G. ; LAURENT, P. ; CLAIRON, A. ; SALOMON, C. ; HAAS, M. ; JENTSCHURA, U. D. ; KEITEL, C. H.: New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 230802
- [7] GOULIELMAKIS, E. ; UBERACKER, M. ; KIENBERGER, R. ; BALTUŠKA, A. ; YAKOVLEV, V. ; SCRINZI, A. ; WESTERWALBESLOH, Th. ; KLEINEBERG, U. ; HEINZMANN, U. ; DRESCHER, M. ; KRAUSZ, F.: Direct measurement of light waves. In: *Science* 305 (2004), S. 1267

- 
- [8] GOULIELMAKIS, E. ; SCHULTZE, M. ; HOFSTETTER, M. ; YAKOVLEV, V. S. ; GAGNON, J. ; UBERACKER, M. ; AQUILA, A. L. ; GULLIKSON, E. M. ; ATTWOOD, D. T. ; KIENBERGER, R. ; KRAUSZ, F. ; KLEINBERG, U.: Single-cycle nonlinear optics. In: *Science* 320 (2008), S. 1614
  - [9] MATSUBARA, E. ; YAMANE, K. ; SEKIKAWA, T. ; YAMASHITA, M.: Generation of 2.6 fs optical pulses using induced-phase modulation in a gas-filled hollow fiber. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 24 (2007), S. 985
  - [10] RAUSCHENBERGER, J. ; FORTIER, T. ; JONES, D. ; YE, J. ; CUNDIFF, S.: Control of the frequency comb from a modelocked Erbium-doped fiber laser. In: *Opt. Express* 10 (2002), S. 1404
  - [11] BORN, M. ; WOLF, E.: *Principles of optics*. 7th (expanded) edition. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1999
  - [12] DIELS, J.-C. ; RUDOLPH, W.: *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. San Diego, California, USA : Academic Press, 1996
  - [13] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. ; MUSIOL, G. ; MÜHLIG, H.: *Taschenbuch der Mathematik*. 5. Auflage. Frankfurt am Main, D : Verlag Harry Deutsch, 2000
  - [14] YARIV, A. ; YEH, P.: *Optical waves in crystals*. 2nd edition. Hoboken, New Jersey, USA : Wiley, 1984
  - [15] BARTELS, A. ; KURZ, H.: Generation of a broadband continuum by a Ti:sapphire femtosecond oscillator with a 1-GHz repetition rate. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), S. 1839
  - [16] BRABEC, T. ; KRAUSZ, F.: Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3282
  - [17] PORRAS, M. A.: Propagation of single-cycle pulsed light beams in dispersive media. In: *Phys. Rev. A* 60 (1999), S. 5069
  - [18] KINSLER, P. ; NEW, G. H. C.: Few-cycle pulse propagation. In: *Phys. Rev. A* 67 (2003), S. 023813
  - [19] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear fiber optics*. San Diego, California, USA : Academic Press, 1995
  - [20] DiDOMENICO, M. Jr.: Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers. In: *J. Appl. Phys.* 35 (1964), S. 2870



- [21] HARGROVE, L. E. ; FORK, R. L. ; POLLACK, M. A.: Locking offset He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. In: *Appl. Phys. Lett.* 5 (1964), S. 4
- [22] SIEGMAN, A. E.: *Lasers*. Sausalito, California, USA : Univ. Science Books, 1986
- [23] SIEGMAN, A. E. ; KUIZENGA, D. J.: Active mode-coupling phenomena in pulsed and continuous lasers. In: *Optoelectron.* 6 (1974), Nr. 1, S. 43
- [24] SHAPIRO, S. L.: *Ultrashort light pulses*. Berlin, D : Springer, 1977
- [25] DiDOMENICO, M. Jr. ; GEUSIC, J. E. ; MARCOS, H. M. ; SMITH, R. G.: Generation of ultrashort optical pulses by mode locking the YAIG: Nd laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 8 (1966), S. 180
- [26] HAUS, H. A.: Theory of mode locking with a slow saturable absorber. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 11 (1975), S. 736
- [27] KÄRTNER, F. X. ; KELLER, U.: Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), S. 16
- [28] HELLWARTH, R. ; CHERLOW, J. ; YANG, T.-T.: Origin and frequency dependence of nonlinear optical susceptibilities of glasses. In: *Phys. Rev. B* 11 (1975), S. 964
- [29] IPPEN, E. P. ; HAUS, H. A. ; LIU, L. Y.: Additive pulse mode locking. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), S. 1736
- [30] SPENCE, D. E. ; KEAN, P. N. ; SIBBETT, W.: 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 42
- [31] KELLER, U. ; 'THOFT, G. W. ; KNOX, W. H. ; CUNNINGHAM, J. E.: Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser. In: *Opt. Lett.* 16 (1991), S. 1022
- [32] HELBING, F.W. ; STEINMEYER, G. ; KELLER, U.: Carrier-envelope offset phase-locking with attosecond timing jitter. In: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 9 (2003), S. 1030
- [33] HELBING, F. W.: *Measurement and control of the carrier-envelope offset phase*, ETH Zürich, Diss., 2004

- 
- [34] UDEM, Th. ; REICHERT, J. ; HOLZWARTH, R. ; HÄNSCH, T. W.: Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser. In: *Opt. Lett.* 24 (1999), S. 881
- [35] DIDDAMS, S. A. ; HOLLBERG, L. ; MA, L.-S. ; ROBERTSSON, L.: Femtosecond-laser-based optical clockwork with instability  $\leq 6.3 \times 10^{-16}$  in 1 s. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), S. 58
- [36] BALTUŠKA, A. ; FUJI, T. ; KOBAYASHI, T.: Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 133901
- [37] ARMSTRONG, J. A. ; BLOEMBERGEN, N. ; DUCUING, J. ; PERSHAN, P. S.: Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. In: *Phys. Rev.* 127 (1962), S. 1918
- [38] KAKEHATA, M. ; TAKADA, H. ; KOBAYASHI, Y. ; TORIZUKA, K. ; FUJIHARA, Y. ; HOMMA, T. ; TAKAHASHI, H.: Single-shot measurement of carrier-envelope phase changes by spectral interferometry. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), S. 1436
- [39] MEHENDALE, M. ; MITCHELL, S. A. ; LIKFORMAN, J.-P. ; VILLENEUVE, D. M. ; CORKUM, P. B.: Method for single-shot measurement of the carrier envelope phase of a few-cycle laser pulse. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 1672
- [40] GOODMAN, J. W.: *Introduction to Fourier optics*. 3rd edition. Englewood, Colorado, USA : Roberts & Company, 2005
- [41] ALFANO, R. R.: *The supercontinuum laser source*. New York, New York, USA : Springer, 1989
- [42] BLOEMBERGEN, N. ; LALLEMAND, P.: Complex intensity-dependent index of refraction, frequency broadening of stimulated Raman lines, and stimulated Rayleigh scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966), S. 81
- [43] SHEIK-BAHAE, M. ; HUTCHINGS, D. C. ; HAGAN, D. J. ; VAN STRYLAND, E. W.: Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 27 (1991), S. 1296
- [44] BLOEMBERGEN, N.: The influence of electron plasma formation on superbroadening in light filaments. In: *Opt. Commun.* 8 (1973), S. 285

- [45] YABLONOVITCH, E.: Self-phase modulation and short-pulse generation from laser-breakdown plasmas. In: *Phys. Rev. A* 10 (1974), S. 1888
- [46] ALFANO, R. R. ; SHAPIRO, S. L.: Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses. In: *Phys. Rev. Lett.* 24 (1970), S. 592
- [47] SHIMIZU, F.: Frequency broadening in liquids by a short light pulse. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), S. 1097
- [48] CORKUM, P. B. ; ROLLAND, C. ; SRINIVASAN-RAO, T.: Supercontinuum generation in gases. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), S. 2268
- [49] KNIGHT, J. C. ; BIRKS, T. A. ; RUSSELL, P. St. J. ; ATKIN, D. M.: All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. In: *Opt. Lett.* 21 (1996), S. 1547
- [50] RANKA, J. K. ; WINDELER, R. S. ; STENTZ, A. J.: Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 25
- [51] BIRKS, T. A. ; WADSWORTH, W. J. ; RUSSELL, P. St. J.: Supercontinuum generation in tapered fibers. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 1415
- [52] HUSAKOU, A. V. ; HERRMANN, J.: Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in Photonic Crystal Fibers. In: *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001), S. 203901
- [53] DUDLEY, J. M. ; GENTY, G. ; COEN, S.: Supercontinuum generation in Photonic Crystal Fiber. In: *Rev. Mod. Phys.* 78 (2006), S. 1135
- [54] SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: *Fundamentals of photonics*. Hoboken, New Jersey, USA : Wiley, 2007
- [55] BELLINI, M. ; HÄNSCH, T. W.: Phase-locked white-light continuum pulses: toward a universal optical frequency-comb synthesizer. In: *Opt. Lett.* 25 (2000), S. 1049
- [56] HOBBS, P. C. D.: *Building Electro-Optical Systems: Making It All Work*. New York, New York, USA : Wiley, 2000. ISSN 0471246816
- [57] GU, X. ; KIMMEL, M. ; SHREENATH, A. ; TREBINO, R. ; DUDLEY, J. ; COEN, S. ; WINDELER, R.: Experimental studies of the coherence of microstructure-fiber supercontinuum. In: *Opt. Express* 11 (2003), S. 2697

- 
- [58] APOLONSKI, A. ; POPPE, A. ; TEMPEA, G. ; SPIELMANN, Ch. ; UDEM, Th. ; HOLZWARTH, R. ; HÄNSCH, T. W. ; KRAUSZ, F.: Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000), S. 740
- [59] KWONG, K. F. ; YANKELEVICH, D. ; CHU, K. C. ; HERITAGE, J. P. ; DIENES, A.: 400-Hz mechanical scanning optical delay line. In: *Opt. Lett.* 18 (1993), S. 558
- [60] FORTIER, T. M. ; JONES, D. J. ; YE, J. ; CUNDIFF, S. T. ; WINDELER, R. S.: Long-term carrier-envelope phase coherence. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), S. 1436
- [61] HELBING, F. W. ; STEINMEYER, G. ; KELLER, U. ; WINDELER, R. S. ; STENGER, J. ; TELLE, H. R.: Carrier-envelope offset dynamics of mode-locked lasers. In: *Opt. Lett.* 27 (2002), S. 194
- [62] HELBING, F.W. ; STEINMEYER, G. ; STENGER, J. ; TELLE, H.R. ; KELLER, U.: Carrier-envelope-offset dynamics and stabilization of femtosecond pulses. In: *Appl. Phys. B* 74 (2002), S. 35
- [63] BALTUŠKA, A. ; UDEM, Th. ; UIBERACKER, M. ; HENTSCHEL, M. ; GOULIELMAKIS, E. ; GOHLE, Ch. ; HOLZWARTH, R. ; YAKOVLEV, V. S. ; SCRINZI, A. ; HÄNSCH, T. W. ; KRAUSZ, F.: Attosecond control of electronic processes by intense light fields. In: *Nature* 421 (2003), S. 611
- [64] HAUS, H. A. ; IPPEN, E. P.: Group velocity of solitons. In: *Opt. Lett.* 26 (2001), S. 1654
- [65] *The Fundamentals of FFT-based signal analysis and measurement in LabVIEW and LabWindows/CVI. : The Fundamentals of FFT-based signal analysis and measurement in LabVIEW and LabWindows/CVI.* Version 7. [ftp://ftp.ni.com/pub/devzone/pdf/tut\\_4278.pdf](ftp://ftp.ni.com/pub/devzone/pdf/tut_4278.pdf), 2006
- [66] FORTIER, T. M. ; BARTELS, A. ; DIDDAMS, S. A.: Octave-spanning Ti:sapphire laser with a repetition rate >1 GHz for optical frequency measurements and comparisons. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), S. 1011
- [67] MOON, E. ; LI, C. ; DUAN, Z. ; TACKETT, J. ; CORWIN, K. L. ; WASHBURN, B. R. ; CHANG, Z.: Reduction of fast carrier-envelope phase jitter in femtosecond laser amplifiers. In: *Opt. Express* 14 (2006), S. 9758

- [68] SCHIBLI, T. R. ; MINOSHIMA, K. ; HONG, F.-L. ; INABA, H. ; ONAE, A. ; MATSUMOTO, H. ; HARTL, I. ; FERMANN, M. E.: Frequency metrology with a turnkey all-fiber system. In: *Opt. Lett.* 29 (2004), S. 2467
- [69] MCFERRAN, J. J. ; SWANN, W. C. ; WASHBURN, B. R. ; NEWBURY, N. R.: Elimination of pump-induced frequency jitter on fiber-laser frequency combs. In: *Opt. Lett.* 31 (2006), S. 1997
- [70] FUJI, T. ; RAUSCHENBERGER, J. ; APOLONSKI, A. ; YAKOVLEV, V. S. ; TEMPEA, G. ; UDEM, T. ; GOHLE, C. ; HÄNSCH, T. W. ; LEHNERT, W. ; SCHERER, M. ; KRAUSZ, F.: Monolithic carrier-envelope phase-stabilization scheme. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), S. 332
- [71] JONES, D. J. ; FORTIER, T. M. ; CUNDIFF, S. T.: Highly sensitive detection of the carrier-envelope phase evolution and offset of femto-second mode-locked oscillators. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 21 (2004), S. 1098
- [72] FORTIER, T. M. ; ROOS, P. A. ; JONES, D. J. ; CUNDIFF, S. T. ; BHAT, R. D. R. ; SIPE, J. E.: Carrier-envelope phase-controlled quantum interference of injected photocurrents in semiconductors. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), S. 147403
- [73] THOMANN, I. ; GAGNON, E. ; JONES, R. ; SANDHU, A. ; LYTTLE, A. ; ANDERSON, R. ; YE, J. ; MURNANE, M. ; KAPTEYN, H.: Investigation of a grating-based stretcher/compressor for carrier-envelope phase stabilized fs pulses. In: *Opt. Express* 12 (2004), S. 3493
- [74] BAUMANN, E. ; GIORGETTA, F. R. ; NICHOLSON, J. W. ; SWANN, W. C. ; CODDINGTON, I. ; NEWBURY, N. R.: High-performance, vibration-immune, fiber-laser frequency comb. In: *Opt. Lett.* 34 (2009), S. 638
- [75] BALTUŠKA, A. ; UIBERACKER, M. ; GOULIELMAKIS, E. ; KIENBERGER, R. ; YAKOVLEV, V. S. ; UDEM, T. ; HANSCH, T. W. ; KRAUSZ, F.: Phase-controlled amplification of few-cycle laser pulses. In: *IEEE J. Sel. To. Quantum Electron.* 9 (2003), S. 972
- [76] SANSONE, G. ; BENEDETTI, E. ; CAUMES, J.-P. ; STAGIRA, S. ; VOZZI, C. ; DE SILVESTRI, S. ; NISOLI, M.: Control of long electron quantum paths in high-order harmonic generation by phase-stabilized light pulses. In: *Phys. Rev. A* 73 (2006), S. 053408

- 
- [77] GOHLE, C. ; RAUSCHENBERGER, J. ; FUJI, T. ; UDEM, T. ; APOLONSKI, A. ; KRAUSZ, F. ; HÄNSCH, T. W.: Carrier envelope phase noise in stabilized amplifier systems. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), S. 2487
- [78] GUANDALINI, A. ; ECKLE, P. ; ANSCOMBE, M. ; SCHLUP, P. ; BIEGERT, J. ; KELLER, U.: 5.1 fs pulses generated by filamentation and carrier envelope phase stability analysis. In: *J. Phys. B* 39 (2006), S. S257
- [79] ASHCOM, J. B. ; GATTASS, R. R. ; SCHAFFER, C. B. ; MAZUR, E.: Numerical aperture dependence of damage and supercontinuum generation from femtosecond laser pulses in bulk fused silica. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 23 (2006), S. 2317
- [80] WITTMANN, T. ; HORVATH, B. ; HELML, W. ; SCHATZEL, M. G. ; GU, X. ; CAVALIERI, A. L. ; PAULUS, G. G. ; KIENBERGER, R.: Single-shot carrier-envelope phase measurement of few-cycle laser pulses. In: *Nat. Phys.* 5 (2009), S. 357
- [81] PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: *Numerical recipes in C*. Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1992
- [82] BRADLER, M. ; BAUM, P. ; RIEDLE, E.: Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- $\mu$ J pump pulses. In: *Appl. Phys. B* 97 (2009), S. 561
- [83] GEISSLER, M. ; TEMPEA, G. ; SCRINZI, A. ; SCHNÜRER, M. ; KRAUSZ, F. ; BRABEC, T.: Light propagation in field-ionizing media: extreme nonlinear optics. In: *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999), S. 2930
- [84] HAVERKAMP, N. ; HUNDERTMARK, H. ; FALLNICH, C. ; TELLE, H.R.: Frequency stabilization of mode-locked Erbium fiber lasers using pump power control. In: *Appl. Phys. B* 78 (2004), S. 321
- [85] TELLE, H.R. ; LIPPHARDT, B. ; STENGER, J.: Kerr-lens, mode-locked lasers as transfer oscillators for optical frequency measurements. In: *App. Phys. B* 74 (2002), S. 1
- [86] WALKER, D. R. ; UDEM, Th. ; GOHLE, Ch. ; STEIN, B. ; HÄNSCH, T. W.: Frequency dependence of the fixed point in a fluctuating frequency comb. In: *App. Phys. B* 89 (2007), S. 535

- 
- [87] ELL, R. ; BIRGE, J. R. ; ARAGHCHINI, M. ; KÄRTNER, F. X.: Carrier-envelope phase control by a composite plate. In: *Opt. Express* 14 (2006), S. 5829
- [88] AG, Schott: *Optical glass data sheets*. 2007. – Mainz, Germany
- [89] OSVAY, K. ; KOVÁCS, A. P. ; HEINER, Z. ; KURDI, G. ; KLEBNICZKI, J. ; CSATARI, M.: Angular dispersion and temporal change of femto-second pulses from misaligned pulse compressors. In: *IEEE J. Sel. To. Quantum Electron.* 10 (2004), S. 213
- [90] MALITSON, I. H.: Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica. In: *J. Opt. Soc. Am.* 55 (1965), S. 1205
- [91] MORGNER, U. ; ELL, R. ; METZLER, G. ; SCHIBLI, T. R. ; KÄRTNER, F. X. ; FUJIMOTO, J. G. ; HAUS, H. A. ; IPPEN, E. P.: Nonlinear optics with phase-controlled pulses in the sub-two-cycle regime. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), S. 5462
- [92] PAULUS, G. G. ; GRASBON, F. ; WALTHER, H. ; VILLORESI, P. ; NISOLLI, M. ; STAGIRA, S. ; PRIORI, E. ; DE SILVESTRI, S.: Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses. In: *Nature* 414 (2001), S. 182
- [93] MÜCKE, O. D. ; TRITSCHLER, T. ; WEGENER, M. ; MORGNER, U. ; KÄRTNER, F. X.: Role of the carrier-envelope offset phase of few-cycle pulses in nonperturbative resonant nonlinear optics. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 127401
- [94] LEMELL, C. ; TONG, X.-M. ; KRAUSZ, F. ; BURGDÖRFER, J.: Electron emission from metal surfaces by ultrashort pulses: determination of the carrier-envelope phase. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), S. 076403
- [95] KRESS, M. ; LÖFFLER, T. ; THOMSON, M. D. ; DORNER, R. ; GIMPEL, H. ; ZROST, K. ; ERGLER, T. ; MOSHAMMER, R. ; MORGNER, U. ; ULLRICH, J. ; ROSKOS, H. G.: Determination of the carrier-envelope phase of few-cycle laser pulses with terahertz-emission spectroscopy. In: *Nat. Phys.* 2 (2006), S. 327
- [96] SAINZ, C. ; CALATRONI, J. E. ; TRIBILLON, G.: Refractometry of liquid samples with spectrally resolved white light interferometry. In: *Meas. Sci. Technol.* 1 (1990), S. 356

- 
- [97] KOVÁCS, A. P. ; OSVAY, K. ; BOR, Zs. ; SZIPÖCS, R.: Group-delay measurement on laser mirrors by spectrally resolved white-light interferometry. In: *Opt. Lett.* 20 (1995), S. 788
- [98] FROEHLY, C. ; LACOURT, A. ; VIENOT, J.C.: Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications. In: *J. Opt. (Paris)* 4 (1973), S. 183
- [99] TAKEDA, M. ; INA, H. ; KOBAYASHI, S.: Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. In: *J. Opt. Soc. Am.* 72 (1982), S. 156
- [100] BIRCH, K. P. ; DOWNS, M. J.: Correction to the updated Edlén equation for the refractive index of air. In: *Metrologia* 31 (1994), S. 315
- [101] KOUROGI, M. ; WIDIYATMOKO, B. ; IMAI, K. ; SHIMIZU, T. ; OHTSU, M.: Accurate relative frequency cancellation between two independent lasers. In: *Opt. Lett.* 24 (1999), S. 16
- [102] LEE, Y. S. ; SUNG, J. ; NAM, C. ; YU, T. ; HONG, K.-H.: Novel method for carrier-envelope-phase stabilization of femtosecond laser pulses. In: *Opt. Express* 13 (2005), S. 2969
- [103] MALLAT, S.: *A Wavelet Tour of Signal Processing*. 2nd edition. San Diego, California, USA : Academic Press, 1999
- [104] BENKLER, E. ; TELLE, H. R. ; WEINGARTEN, K. ; KRÄINER, L. ; SPÜHLER, G. ; KELLER, U.: Characterization of ultrashort optical pulse properties by amplitude-modulation-balanced heterodyne gating. In: *Opt. Lett.* 30 (2005), S. 2016
- [105] TREACY, E.: Optical pulse compression with diffraction gratings. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 5 (1969), S. 454
- [106] MARTINEZ, O. E. ; GORDON, J. P. ; FORK, R. L.: Negative group-velocity dispersion using refraction. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 1 (1984), S. 1003



# Publikationen

## Im Rahmen der Dissertation entstandene Publikationen

1. J. Bonse, A. Rosenfeld, C. Grebing, G. Steinmeyer, N. Mailman, G. A. Botton und H. K. Haugen, „Ablation and structural changes induced in InP surfaces by single 10 fs laser pulses in air“, *J. Appl. Phys.* 106 (2009), S. 074907
2. C. Grebing, M. Görbe, K. Osvay und G. Steinmeyer, „Isochronic and isodispersive carrier-envelope phase-shift compensators“, *Appl. Phys. B* 97 (2009), S. 575
3. M. Görbe, C. Grebing, G. Steinmeyer und K. Osvay, „A linear optical method for measuring the carrier-envelope phase drift“, *Appl. Phys. B* 95 (2009), S. 273
4. C. Grebing, S. Koke, B. Manschwetus und G. Steinmeyer, „Performance comparison of interferometer topologies for carrier-envelope phase detection“, *Appl. Phys. B* 95 (2009), S. 81
5. S. Koke, C. Grebing, B. Manschwetus und G. Steinmeyer, „Fast f-to-2f interferometer for a direct measurement of the carrier-envelope phase drift of ultrashort amplified laser pulses“, *Opt. Lett.* 33 (2008), S. 2545
6. M. Görbe, K. Osvay, C. Grebing und G. Steinmeyer, „Isochronic carrier-envelope phase-shift compensator“, *Opt. Lett.* 33 (2008), S. 2704
7. K. Osvay, M. Görbe, C. Grebing und G. Steinmeyer, „Bandwidth-independent linear method for detection of the carrier-envelope offset phase“, *Opt. Lett.* 32 (2007), S. 3095
8. J. Bethge, C. Grebing und G. Steinmeyer, „A fast Gabor wavelet transform for high-precision phase retrieval in spectral interferometry“, *Opt. Exp.* 15 (2007), S. 14313

## Konferenzbeiträge

1. C. Grebing, M. Görbe, G. Steinmeyer und K. Osvay, „Isochronic control of the carrier-envelope phase-shift“, Conference on Lasers and Electro-Optics, München, Deutschland, 14.06.2009
2. S. Birkholz, J. Bethge, C. Grebing, S. Koke und G. Steinmeyer, „Self-diffraction SPIDER“, Conference on Lasers and Electro-Optics, München, Deutschland, 14.06.2009
3. C. Grebing, S. Koke und G. Steinmeyer, „Self-referencing of optical frequency combs“, Conference on Lasers and Electro-Optics, München, Deutschland, 14.06.2009
4. M. Görbe, C. Grebing, K. Osvay und G. Steinmeyer, „Isochronic control of the carrier-envelope phase-shift“, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, USA, 31.05.2009
5. S. Koke, C. Grebing, B. Manschwetus und G. Steinmeyer, „Carrier-envelope phase stabilization of amplified pulses using an all-electronic servo loop“, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, USA, 31.05.2009
6. C. Grebing, S. Koke und G. Steinmeyer, „Self-referencing of optical frequency combs“, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, MD, USA, 31.05.2009
7. K. Osvay, M. Görbe, C. Grebing und G. Steinmeyer, „A linear optical method for measuring the carrier-envelope offset phase“, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, CA, USA, 04.05.2008
8. S. Koke, C. Grebing, B. Manschwetus und G. Steinmeyer, „Direct measurement of the carrier-envelope phase of amplified pulses with multi-kHz update Rates“, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, CA, USA, 04.05.2008
9. C. Grebing, S. Koke, B. Manschwetus und G. Steinmeyer, „Common-path interferometer for incorruptible detection of the carrier-envelope phase drift“, Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, CA, USA, 04.05.2008

# Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. T. Elsässer für die Aufnahme in seiner Gruppe sowie die günstigen Promotionsvoraussetzungen. Ferner danke ich ihm sowie den Gutachtern für die objektive Beurteilung meiner Arbeit.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. G. Steinmeyer für die beständige und sorgfältige Betreuung meiner Arbeit aufrichtig danken.

Außerdem sei S. Koke mein ausdrücklicher Dank für eine, wie ich hoffe, beiderseitig fruchtbare Zusammenarbeit ausgesprochen, die im Besonderen zum Gelingen der in Abschnitt 3.1, 3.2 und 4.2 vorgestellten Experimente geführt hat. Ich möchte neben der fachlichen Zusammenarbeit den angenehmen persönlichen Umgang hervorheben.

Darüber hinaus danke ich B. Manschwetus, T. Hansel, J. Bethge und Dr. M. Ziegler für konstruktive Diskussionen und entgegenkommende Unterstützung über den gesamten Zeitraum meiner Arbeit hinweg.

Dr. K. Osvay und Dr. M. Görbe sei für eine aufschlussreiche Zusammenarbeit gedankt, deren fachliche Ergebnisse in Abschnitt 3.3 und 4.1 präsentiert wurden.

Des Weiteren gilt mein Dank Dr. J. Bonse und Dr. A. Rosenfeld für die gemeinsame Arbeit zur Materialbearbeitung mit ultrakurzen Impulsen, die nicht im Rahmen dieser Dissertation vorgestellt wurde.

Mein herzlicher Dank gilt allen Mitarbeitern der Abteilung C2 für eine äußerst angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonders seien Frau D. Fischer, Frau M. Friedrich und Frau M. Lehmann herausgestellt, die durch vielseitige Hilfe zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Insbesondere danke ich außerdem S. Schnellhardt für die bewährte und gewissenhafte Hilfe beim Aufdecken grammatischer sowie orthographischer Un-  
tiefen.

Nicht zuletzt möchte ich meiner Familie danken, die durch ihre stetige Unterstützung und Förderung diese Arbeit erst ermöglichte. Darüber hinaus bedanke ich mich bei Christine Reinhardt für die aufgebrachte Geduld und Beharrlichkeit.

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, die Dissertation selbstständig und unter Verwendung der angegebenen Hilfen und Hilfsmittel angefertigt zu haben.

Ich habe mich anderwärts nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze keinen entsprechenden Doktorgrad.

Ich erkläre die Kenntnisnahme der dem Verfahren zugrunde liegenden Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin.

Berlin, den 17.03.2010